

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI TORINO  
FACOLTA' DI SCIENZE M.F.N.  
CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA

**REALIZZAZIONE DI UN ESPERIMENTO INNOVATIVO CON  
DOPPIA FENDITURA UTILIZZANDO COPPIE CORRELATE  
DI FOTONI.**

Relatore:

Pres. E. Predazzi

Relatori esterni:

ing. Brida e dott. Genovese

Tesista:

Falzetta Giuseppe

Torino, gennaio 2003

A mio **padre**,  
che ha tanto desiderato  
che io prendessi una laurea  
(una qualsiasi, *‘anche in fisica va bene’*)  
e a mia **madre**,  
che pur avendo conseguito solo  
la quinta elementare ha sempre fatto  
finta di capire i miei studi.

## RINGRAZIAMENTI

Voglio porgere, in primo luogo, i miei più sentiti ringraziamenti al mio relatore, il pres. Enrico Predazzi, per i suoi preziosi consigli fondamentali non solo per il mio lavoro di tesi, ma anche per la mia formazione culturale.

Al dott. Marco Genovese e all'ing. Giorgio Brida dell'Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris vanno i miei ringraziamenti per l'opportunità che mi è stata concessa di realizzare una tesi estremamente innovativa in un ambiente molto stimolante per la ricerca.

Le persone che mi hanno aiutato e che vorrei ringraziare sono molte, ognuno ha fornito un contributo prezioso, ma citarli tutti non è possibile. Ad Emanuele Cagliero, Marco Gramegna e Gianna Panfilò un grazie per tutte le preziose nozioni informatiche che mi hanno permesso di trovare la soluzione ai problemi che affliggono chi come me conosce poco il mondo del computer.

Giuseppe Falzetta

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Entanglement e fluorescenza parametrica</b>	<b>11</b>
2.1	Stati quantistici entangled . . . . .	11
2.2	Fluorescenza parametrica . . . . .	13
2.3	Descrizione teorica della fluorescenza parametrica . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Esperimento</b>	<b>23</b>
3.1	Alcuni precedenti esperimenti con doppia fenditura e PDC . . .	23
3.2	L'esperimento allo IENGf . . . . .	27
3.3	Descrizione dell'esperimento. . . . .	28
3.4	Apparato di rilevazione . . . . .	31
3.5	Allineamento con fasci a 633 nm e 789 nm . . . . .	36
3.6	Taratura dell'apparato sperimentale . . . . .	37
3.6.1	Descrizione. . . . .	37
3.6.2	Taratura. . . . .	38
3.6.3	Scansione. . . . .	42
3.6.4	Risultati. . . . .	42
3.7	Allineamento con fasci a 702 nm . . . . .	46
3.8	Posizionamento della doppia fenditura . . . . .	47
3.9	Previsioni quantistiche . . . . .	48

3.10	Acquisizione ed analisi dati . . . . .	55
3.10.1	Fenomeno di deriva . . . . .	56
3.10.2	Analisi della figura di diffrazione e di interferenza. . . . .	57
<b>4</b>	<b>Confronto fra dBB e SQM</b>	<b>65</b>
4.1	Teoria di de Broglie-Bhom . . . . .	68
4.2	Differenze tra dBB e SQM . . . . .	74
4.2.1	Ergodicità in SQM e dBB . . . . .	74
4.2.2	Esperimento proposto . . . . .	76
4.3	Risultati sperimentali . . . . .	79
4.4	Considerazioni sull'esperimento . . . . .	80
<b>A</b>	<b>looptest.pas</b>	<b>82</b>
<b>B</b>	<b>quad.pas</b>	<b>86</b>
<b>C</b>	<b>Experimental realization of a first test of de Broglie-Bhom theory.</b>	<b>91</b>
<b>D</b>	<b>An innovative biphotons double slit experiment.</b>	<b>92</b>
<b>E</b>	<b>Is the last hope for certainty gone?</b>	<b>93</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

In meccanica classica i fenomeni fisici di tipo ondulatorio o corpuscolare sono chiaramente distinti: ad esempio, la pressione di un gas è concepita in termini della teoria cinetica molecolare, mentre per la propagazione del suono è efficace un'interpretazione ondulatoria. In meccanica quantistica, invece, tale distinzione viene meno, un sistema fisico è descritto in maniera completa da una funzione d'onda il cui modulo quadro dà una distribuzione di probabilità di posizione. Solo all'atto della misura il sistema 'collassa' in una posizione definita (entro i limiti posti dal principio di indeterminazione). Ad esempio in meccanica quantistica la radiazione elettromagnetica è rivelata come 'quanti' di energia  $h\nu$ , ma la propagazione è descritta dalla meccanica ondulatoria e si hanno fenomeni di interferenza, diffrazione, etc. La stessa situazione si presenta per ogni 'particella' (elettrone, protone, etc.) a cui si associa una lunghezza d'onda  $\lambda = h/p$  ove  $p$  è l'impulso. Questo aspetto tipico della teoria dei quanti è espresso dal principio di complementarità: *'Gli aspetti ondulatorio e corpuscolare sono complementari, ed esistono solamente come potenzialità; un esperimento può convertire questa potenzialità in un fenomeno osservabile, ma l'osservazione di uno dei due aspetti esclude l'altro'* [1].

Gli esperimenti basati sull'uso di una doppia fenditura consentono uno studio

di tale principio mettendo in rilievo gli aspetti caratteristici della meccanica quantistica riguardo tali fenomeni.

Si consideri, ad esempio, il caso in cui un fotone (o un'altra 'particella') venga inviato contro una doppia fenditura; se la funzione d'onda  $\varphi$  che lo descrive è sufficientemente larga<sup>1</sup> cioè tale da avere valore non nullo in corrispondenza delle due aperture (fig. 1) su uno schermo, posto dopo la doppia fenditura, si possono osservare (raccogliendo molti fotoni) delle frange di interferenza, fenomeno tipico delle onde, le quali sono diffuse nello spazio. Non si può quindi attribuire al fotone una traiettoria specifica, esso è descritto da una funzione d'onda non localizzata e quindi non si può affermare 'quale fenditura' esso attraversi. L'interferenza tra le componenti della funzione d'onda corrispondente all'attraversamento di una o l'altra fenditura dà origine alla distribuzione di probabilità di rilevazione del fotone sullo schermo.

Se, invece, la  $\varphi$  è stretta (fig. 2), e cioè ha un valore diverso da zero solo in prossimità di una delle due aperture, in maniera che si possa identificare con certezza attraverso quale determinata apertura esso sia passato (comportandosi come una particella), non si ha interferenza.

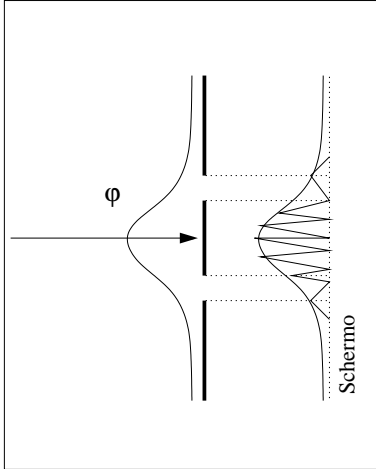
Esistono anche situazioni intermedie in cui è possibile una parziale identificazione della traiettoria dove l'indistinguibilità del percorso<sup>2</sup>  $D$  diminuisce la visibilità  $V$  dell'interferenza secondo la relazione:

$$D^2 + V^2 \leq 1 \quad (1.1)$$

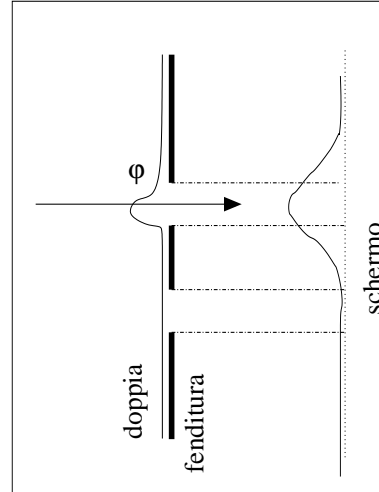
---

<sup>1</sup> L'aggettivo 'larga' è usato in contrapposizione al termine 'stretta' con cui si intende una funzione d'onda la cui distribuzione di probabilità spaziale sia tale da essere non trascurabile solo in corrispondenza di una delle due fenditure.

<sup>2</sup> Ved. ref. [2] per una definizione di  $D$ .



**Figura 1** *Figura di diffrazione e di interferenza generata dal passaggio attraverso una doppia fenditura di un fotone descritto da una funzione d'onda  $\varphi$  sufficientemente larga da avere valore non nullo in corrispondenza delle due aperture di una doppia fenditura.*



**Figura 2** *Figura di diffrazione generata dal passaggio attraverso una specifica apertura di una doppia fenditura di un fotone descritto da una funzione d'onda  $\varphi$  stretta.*  
*E' da notare l'assenza del fenomeno dell'interferenza.*

Numerosi esperimenti sono stati realizzati col fine di investigare ulteriormente il principio di complementarità e sono basati su studi della figura di interferenza prodotta da fotoni, elettroni, protoni, etc, che passano attraverso una doppia fenditura. Tali studi rappresentano delle varianti rispetto all'idea originaria realizzata da Young, agli inizi del XIX secolo, sulla luce.

Recentemente sono stati realizzati lavori, [3]-[7], che verranno descritti nel capitolo 3.1, in cui si utilizzano fotoni prodotti per fluorescenza parametrica, fenomeno quantistico senza analogo classico e di cui si forniscono alcuni cenni nel capitolo successivo.

L'esperimento oggetto della presente tesi rientra in questa categoria, ma a differenza delle esperienze già svolte, nel nostro caso entrambi i fasci (*signal*



ed *idler*) prodotti per fluorescenza parametrica vengono indirizzati contro una doppia fenditura, la quale è stata posizionata in modo tale che ogni fascio attraversi una specifica apertura. I fotoni utilizzati sono descritti da una funzione d'onda  $\varphi$  stretta, cioè con valore non nullo solo in una piccola regione spaziale. Tale caratteristica consente di non avere interferenza a livello di singolo fotone (II ordine), ma solo al quarto ordine (coincidenze) su uno schermo posto a grande distanza da questa. Infatti, mentre il cammino di singolo fotone è perfettamente identificato e la fenditura che esso attraversa è nota, a livello delle coincidenze tra i due fotoni della coppia (fig. 3) non è possibile identificare se il fotone rivelato da un dispositivo (1 o 2) abbia attraversato una delle due fenditure (A o B) o l'altra.

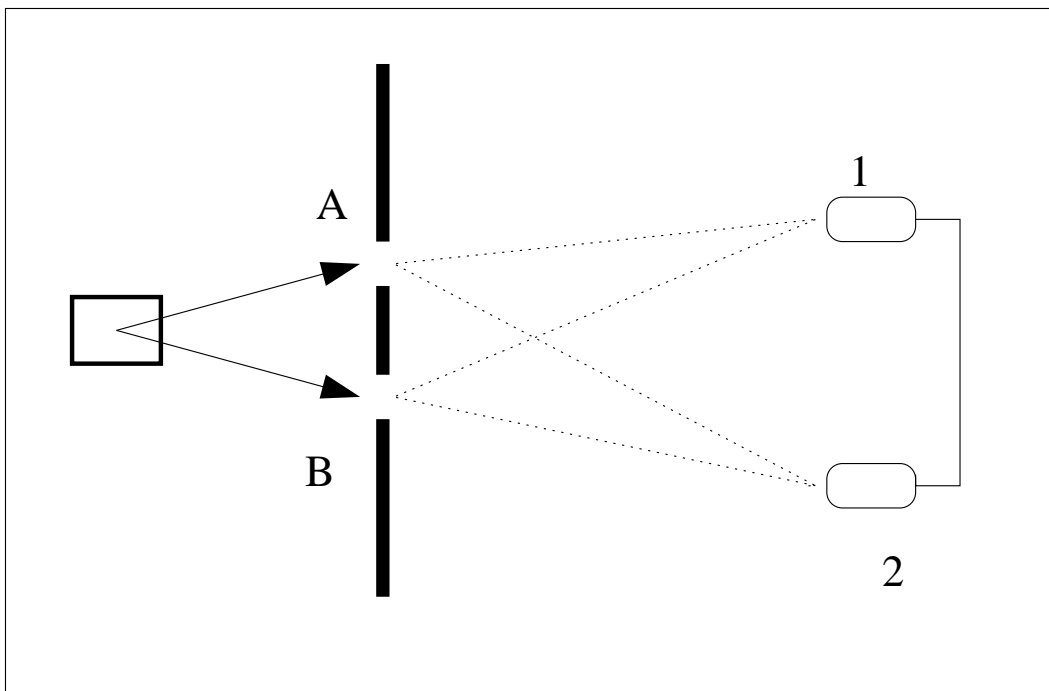
Tale esperimento rappresenta, quindi, un ulteriore emblematico esempio del legame tra conoscenza del percorso ed interferenza.

In tale esperienza, inoltre, è stata realizzata la proposta di P.Ghose [8] volta, mediante l'uso del formalismo sviluppato da Kemmer - Duffin - Harishchandra [9], ad un confronto tra la meccanica quantistica standard (nel seguito SQM) e la teoria di de Broglie-Bohm (dBB), una delle più significative teorie a variabili nascoste non-locali che viene descritta nel capitolo 4.

I nostri risultati sono in accordo con la SQM, ma contraddicono le previsioni teoriche di Ghose per la dBB di 8 deviazioni standard. Si allega in appendice C l'articolo pubblicato, ref.[10], in cui sono presenti tali risultati.

In appendice D, invece, è riportato l'articolo (che sarà presente in forma di pre-print tra breve tempo) che contiene lo studio completo della figura di interferenza.

Infine, in appendice E si allega l'articolo di divulgazione scientifica ref.[11] in cui sono discusse le nostre prime conclusioni.



**Figura 3** *Schema della configurazione sperimentale adottata per la nostra esperienza, ove per convenzione si indicano con le lettere A e B le aperture della doppia fenditura e con 1 e 2 i fotorivelatori.*

# Capitolo 2

## Entanglement e fluorescenza parametrica

### 2.1 Stati quantistici entangled

Col termine di *entangled* si definiscono stati quantistici, di due o più particelle, per le quali la funzione d'onda non è fattorizzabile nel prodotto di funzioni d'onda di particelle singole.

Per darne una definizione più generale si introduce la **matrice densità** di uno stato  $|\psi\rangle$  definita come:

$$\rho_\psi = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (2.1)$$

Per un sistema composto da due sottosistemi A e B si può scrivere:

$$\rho = |\psi\rangle_{AB} \langle\psi| \quad (2.2)$$

$$|\psi\rangle_{AB} = \sum_{j,\mu} a_{j\mu} |j\rangle_A \otimes |\mu\rangle_B \quad (2.3)$$

Usando la **decomposizione di Schmidt**, lo stato 2.3 assume la seguente forma:

$$|\psi\rangle_{AB} = \sum_{i=1}^n c_i |\psi^i\rangle_A |\phi^i\rangle_B \quad (2.4)$$

Dove  $|\phi^i\rangle_B$  e  $|\psi^i\rangle_A$  sono stati ortonormali che diagonalizzano contemporaneamente la matrice densità 2.2:

$$|\phi^i\rangle_B = \sum_{\mu} b_{i\mu} |\mu\rangle_B \quad (2.5)$$

$$|\psi^i\rangle_A = \sum_{\nu} d_{i\nu} |\nu\rangle_A \quad (2.6)$$

Si può quindi dare la seguente definizione: ‘ *Uno stato del sistema bipartito è entangled se e solo se la sua decomposizione di Schmidt ha più di un solo termine* ’, in base alla quale, utilizzando la 2.4 segue che un generico stato quantistico **entangled** a 2 componenti può essere scritto nel seguente modo:

$$|\psi\rangle = c_1 |\psi^1\rangle_A |\phi^1\rangle_B + c_2 |\psi^2\rangle_A |\phi^2\rangle_B \quad (2.7)$$

I pedici individuano gli spazi di Hilbert in cui sono definiti i ket, gli apici, i vettori.

Un esempio è fornito dallo stato a due fotoni:

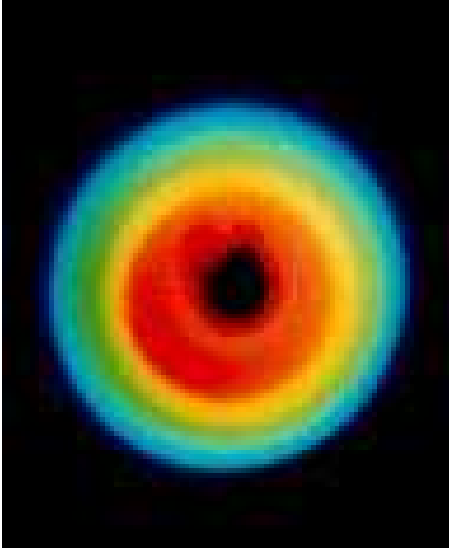
$$|\Psi\rangle = a |\Psi_1^\alpha \Psi_2^\beta\rangle + b |\Psi_1^\gamma \Psi_2^\delta\rangle \quad (2.8)$$

Dove gli apici denotano le polarizzazioni, mentre gli indici 1 e 2 la direzione per il fotone.

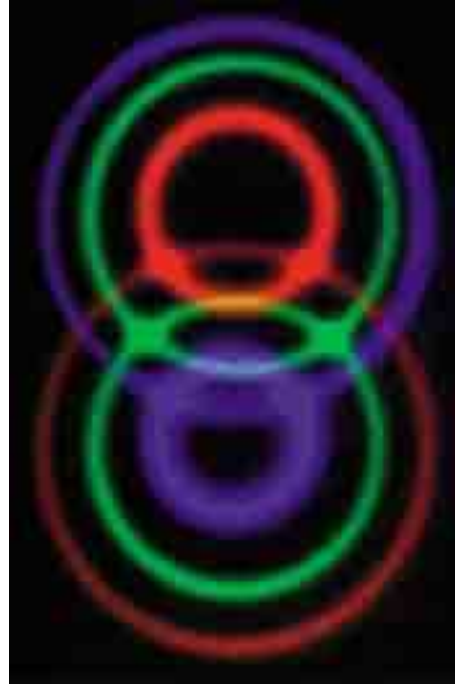
## 2.2 Fluorescenza parametrica

Fin dagli anni '70 stati *entangled* a due fotoni vengono prodotti mediante la *parametric down-conversion* (nel seguito PDC), fenomeno di ottica non lineare che avviene tramite interazione di una radiazione laser con un opportuno dielettrico, il quale è caratterizzato da coefficienti di suscettività elettrica con valori non trascurabili agli ordini superiori al primo.

Tipicamente si tratta di cristalli anisotropi, che possono avere uno o due assi di simmetria: nel primo caso si ha la PDC di tipo I (fig. 4), nel secondo quella di tipo II (fig. 5).



**Figura 4** Fotografia della fluorescenza parametrica di tipo I (utilizzata per il nostro esperimento).



**Figura 5** Fotografia della fluorescenza parametrica di tipo II.

Più in dettaglio, la PDC avviene allorquando una radiazione monocromatica di frequenza  $\omega_3$  (normalmente detta pompa) incide con un'opportuna polarizzazione su un mezzo non lineare, tipicamente un cristallo uniassico, come onda straordinaria.

Si dimostra che, per effetto del valore di  $\chi_{ijk}^{(2)}$ , tensore suscettività elettrica di second'ordine, diverso da zero esiste una probabilità non nulla, proporzionale al quadrato di  $\chi_{ijk}^{(2)}$ , che un fotone  $\omega_3$  incidente 'decada' in due fotoni  $\omega_1$  e  $\omega_2$  a frequenza più bassa, da cui il termine down-conversion, soddisfacendo la richiesta della conservazione dell'energia e della quantità di moto, ossia:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (2.9)$$

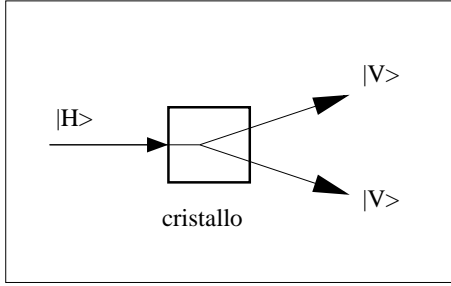
$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad (2.10)$$

Per ragioni storiche  $\omega_1$  e  $\omega_2$  sono rispettivamente detti **idler** e **signal**.

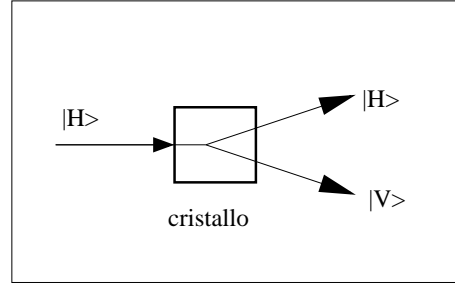
Nella PDC di tipo I entrambi i fotoni emessi dal cristallo hanno polarizzazione ortogonale a quella del fascio di pompa (fig. 6).

Nella PDC di tipo II *signal* ed *idler* hanno polarizzazione ortogonale fra loro, quindi, uno solo ha la stessa polarizzazione del fascio di pompa (fig. 7).

Nel seguito ci occuperemo principalmente della PDC di tipo I che è stata utilizzata nel nostro esperimento.



**Figura 6** Schema indicativo della polarizzazione dei fasci nella PDC di tipo I. Con  $H$  si denota una polarizzazione orizzontale e con  $V$  una verticale. Il fascio iniettato nel cristallo è detto di pompa, i due emergenti signal ed idler.



**Figura 7** Schema indicativo della polarizzazione dei fasci nella PDC di tipo II. Con  $H$  si denota una polarizzazione orizzontale e con  $V$  una verticale. Il fascio iniettato nel cristallo è detto di pompa, i due emergenti signal ed idler.

Il secondo vincolo (l'eq. 2.10) prende normalmente il nome, in letteratura, di condizione di **phase-matching**.

E' possibile soddisfare tale richiesta in un mezzo dielettrico anisotropo attraverso i diversi valori di indice di rifrazione ordinario e straordinario.

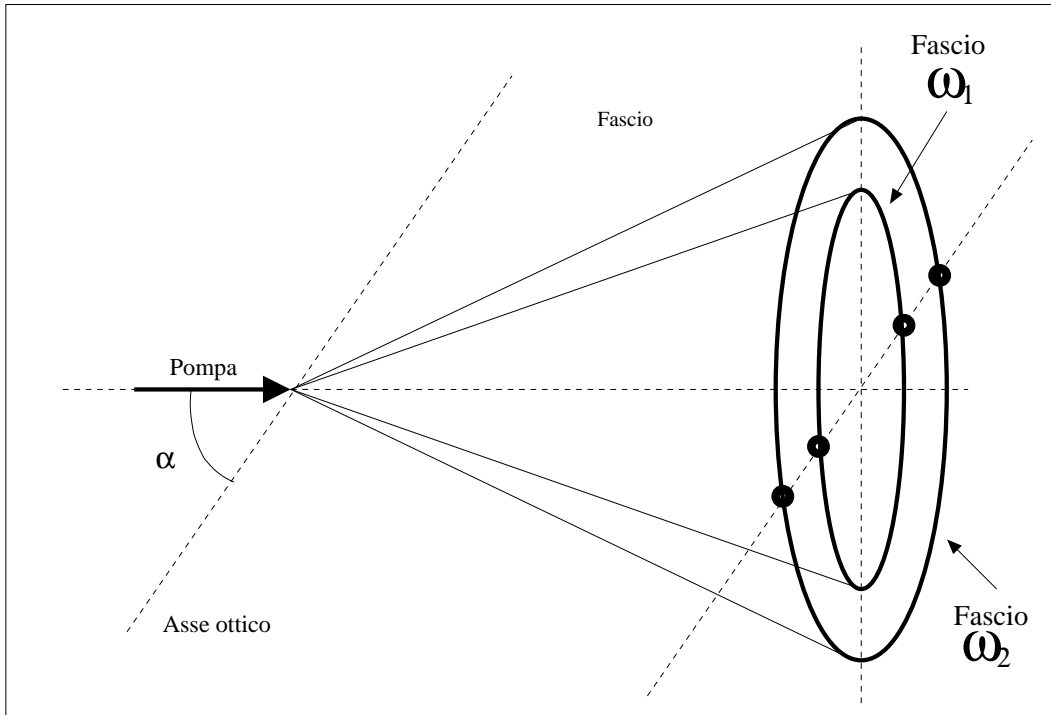
Nel phase-matching di tipo I, i due fotoni  $\omega_1$  e  $\omega_2$  si propagano entrambi come onda ordinaria, quindi con polarizzazione ortogonale ad  $\omega_3$ .

E' evidente che le due equazioni precedenti (l'eq. 2.9 e l'eq. 2.10) non determinano univocamente  $\omega_1$  e  $\omega_2$  ; l'emissione di PDC è a banda larga, cioè va dalla lunghezza d'onda di pompa all'estremo infrarosso, limitata solo dalla trasparenza del dielettrico usato.

Un'altra proprietà fondamentale è la simultaneità dell'emissione dei due i fotoni  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , tale caratteristica è stata verificata sperimentalmente a livello dei femtosecondi.

I quanti con la stessa frequenza si trovano su coni, il cui vertice è un punto all'interno del cristallo individuato dall'intersezione dell'asse ottico del cristallo utilizzato con la direzione del fascio di pompa, come illustrato in figura 8.

Le coppie di fotoni correlati che soddisfano le relazioni 2.9-2.10 si trovano su uno stesso diametro (fig. 8), all'intersezione coi coni relativi alle loro rispettive frequenze.



**Figura 8** Geometria dell'emissione nel caso di PDC di tipo I, in cui si mette in rilievo la presenza di un angolo  $\alpha$  formato tra l'asse ottico del cristallo e la direzione del fascio di pompa. Le coppie di fotoni correlati che soddisfano le relazioni 2.9-2.10 si trovano su uno stesso diametro.



La funzione d'onda che descrive lo stato che si origina per parametric down-conversion in una trattazione multimodale è la seguente:

$$\begin{aligned}
 |\Psi(t)\rangle = & \frac{1}{L^3} \frac{1}{i\hbar} V_l \sum_{[\vec{K}'S']_1} \sum_{[\vec{K}''S'']_2} \chi_{ijl}^{(2)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) (\vec{\epsilon}_{\vec{K}'S'}^*)_1 (\vec{\epsilon}_{\vec{K}''S''}^*)_2 \times \\
 & \times \prod_{m=1}^3 \left[ \frac{\sin \frac{1}{2}(\vec{K}_3 - \vec{K}' - \vec{K}'')_m l_m}{\frac{1}{2}(\vec{K}_3 - \vec{K}' - \vec{K}'')_m} \right] e^{i\frac{t}{2}(\omega' + \omega'' - \omega_0)} \times \\
 & \times \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega' + \omega'' - \omega_0)t}{\frac{1}{2}(\omega' + \omega'' - \omega_0)} |\vec{K}', S'\rangle_1 |\vec{K}'', S''\rangle_2
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

dove  $L^3$  è il volume di quantizzazione,  $S$  sono gli stati di polarizzazione,  $\vec{K}$  è il numero d'onda,  $l_m$  (con  $m=x, y, z$ ) indica le dimensioni del cristallo,  $V_l$  è l'ampiezza del campo di pompa,  $\chi_{ijl}^{(2)}$  è la suscettività e gli  $\vec{\epsilon}$  sono i vettori di polarizzazione.

La caratteristica più importante dell'espressione precedente è che, a causa delle sommatorie, lo stato  $|\Psi\rangle$  non è fattorizzabile nel prodotto delle funzioni d'onda dei due singoli fotoni  $|\omega\rangle_1$  e  $|\omega\rangle_2$ , ovvero rappresenta uno stato entangled.

## 2.3 Descrizione teorica della fluorescenza parametrica

Per una trattazione più dettagliata del fenomeno della PDC si consideri l'Hamiltoniana del campo elettromagnetico, la quale in un ambito classico ha la seguente espressione:

$$H = \int \frac{1}{2\mu_0} \vec{B}^2(r, t) d^3r + \int d^3r \int_0^{D(r, t)} \vec{E}(r, t) \cdot d\vec{D}(r, t) \tag{2.12}$$

dove  $\vec{B}$  è il vettore induzione magnetica,  $\vec{E}$  il vettore campo elettrico e  $\vec{D}$  è il vettore induzione dielettrico.

Nel caso in cui la radiazione si propaghi in uno spazio vuoto o in un mezzo isotropo il secondo integrando assume la forma semplificata:

$$\frac{1}{2} \vec{E}(r, t) \cdot \vec{D}(r, t) \quad (2.13)$$

In generale la relazione che lega  $\vec{D}$  ed  $\vec{E}$  non è banale, in un mezzo non lineare  $\vec{D}(r, t)$  è espresso come:

$$\vec{D}(r, t) = \epsilon_0 \vec{E}(r, t) + \vec{P}(r, t) \quad (2.14)$$

Dove  $\vec{P}(r, t)$  è il vettore di polarizzazione che può essere sviluppato in serie di potenze in  $\vec{E}$ :

$$P_i = \chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (2.15)$$

In cui  $\chi^{(n)}$  è il tensore suscettività elettrica di rango  $n + 1$ .

In ambito quantistico, l'Hamiltoniana 2.12 può essere riscritta come una somma di tre modi di oscillazione libera del campo elettromagnetico (quello del campo di pompa e quelli dei due campi *signal* e *idler*) e di un termine d'interazione che descrive l'annichilazione del fotone di pompa e la creazione dei due fotoni *signal* e *idler*, più il suo Hermitiano coniugato per il processo inverso:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^3 \hbar \omega_i \left( \hat{n}_i + \frac{1}{2} \right) + \hbar g \left[ \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_3 + h.c. \right] \quad (2.16)$$

dove  $\hat{a}_1$ ,  $\hat{a}_2$ ,  $\hat{a}_3$  sono gli operatori di campo che creano, rispettivamente, un fotone *signal*, un fotone *idler* ed un fotone di pompa; il coefficiente d'accoppiamento  $g$  tiene conto delle proprietà non lineari del cristallo ed è quindi legato alla suscettività elettrica non lineare del mezzo. Si verifica che:

$$\left[ \hat{n}_1 + \hat{n}_2 + 2\hat{n}_3, \hat{H} \right] = 0 \quad (2.17)$$

ovvero  $\hat{n}_1 + \hat{n}_2 + 2\hat{n}_3$  è una costante del moto, il che esprime il ‘decadimento’ del fotone di pompa in un fotone *signal* e un fotone *idler*.

E’ possibile ottenere una soluzione analitica per l’evoluzione temporale degli operatori  $\hat{a}_i(t)$  con  $i = 1, 2, 3$ , introducendo una semplificazione di  $\hat{H}$ : supposto che il campo incidente sia tanto intenso da poter essere descritto classicamente come un campo di ampiezza complessa  $a_0 = v_0 e^{-i\omega_0 t}$ , si può eliminare uno dei modi quantizzati dall’Hamiltoniana, ottenendo:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^2 \hbar\omega_i \left( \hat{n}_i + \frac{1}{2} \right) + \hbar g \left[ \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger v_0 e^{-i\omega_0 t} + h.c. \right] \quad (2.18)$$

Valida sotto la condizione:

$$\langle \hat{n}_1(t) \rangle, \langle \hat{n}_2(t) \rangle \ll \langle n_0 \rangle = \langle a_0^\dagger a_0 \rangle = |v_0|^2 \quad (2.19)$$

In condizioni di campo di pompa costante l’approssimazione fatta è garantita. In questo caso si ottiene che  $\hat{n}_1(t) - \hat{n}_2(t)$  è una costante del moto:

$$\left[ \hat{n}_1(t) - \hat{n}_2(t), \hat{H} \right] = 0 \quad (2.20)$$

Il che esprime il fatto che i due fotoni *signal* e *idler* sono sempre creati insieme.

Le equazioni del moto, in formulazione alla Heisenberg, per gli operatori  $\hat{a}_1$  e  $\hat{a}_2$  sono:

$$\frac{d\hat{a}_1(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \left[ \hat{a}_1(t), \hat{H} \right] = -i\omega_1 \hat{a}_1(t) - ig\hat{a}_2^\dagger(t)v_0 e^{-i\omega_0 t} \quad (2.21)$$

$$\frac{d\hat{a}_2(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \left[ \hat{a}_2(t), \hat{H} \right] = -i\omega_2 \hat{a}_2(t) - ig\hat{a}_1^\dagger(t)v_0 e^{-i\omega_0 t} \quad (2.22)$$

Moltiplicando  $a_l$  per  $e^{i\omega_l t}$  ( $l = 1, 2$ ) si ottengono operatori  $\hat{A}_l(t) = a_l(t)e^{i\omega_l t}$  che evolvono secondo le equazioni:

$$\frac{d\hat{A}_1(t)}{dt} = -igv_0\hat{A}_2^\dagger(t)e^{i(\omega_1+\omega_2-\omega_0)t} \quad (2.23)$$

$$\frac{d\hat{A}_2(t)}{dt} = -igv_0\hat{A}_1^\dagger(t)e^{i(\omega_1+\omega_2-\omega_0)t} \quad (2.24)$$

Nel caso particolare  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$  si ottengono due equazioni accoppiate:

$$\frac{d\hat{A}_1(t)}{dt} = -igv_0\hat{A}_2^\dagger(t) \quad (2.25)$$

$$\frac{d\hat{A}_2(t)}{dt} = -igv_0\hat{A}_1^\dagger(t) \quad (2.26)$$

per disaccoppiare le quali occorre derivare una seconda volta:

$$\frac{d^2\hat{A}_1}{dt^2} = g^2|v_0|^2\hat{A}_1^\dagger(t) \quad (2.27)$$

$$\frac{d^2\hat{A}_2}{dt^2} = g^2|v_0|^2\hat{A}_2^\dagger(t) \quad (2.28)$$

Imposte le opportune condizioni iniziali, le soluzioni sono:

$$\hat{A}_1(t) = \hat{A}_1(0) \cosh(g|v_0|t) - ie^{i\theta} \hat{A}_2^\dagger(0) \sinh(g|v_0|t) \quad (2.29)$$

$$\hat{A}_2(t) = \hat{A}_2(0) \cosh(g|v_0|t) - ie^{i\theta} \hat{A}_1^\dagger(0) \sinh(g|v_0|t) \quad (2.30)$$

dove  $v_0 = |v_0|e^{i\theta}$ .

Nota l'evoluzione degli operatori, è possibile calcolare i momenti statistici di ordine  $r$  per gli operatori numero  $\hat{n}_1(t)$  e  $\hat{n}_2(t)$ . Assumendo come stato iniziale dei campi *signal* e *idler* il prodotto degli stati di vuoto  $|vac\rangle_1|vac\rangle_2$  e indicando con  $\cdot : \cdot$  il prodotto normale dei campi, si ottiene:

$$\left\langle \hat{n}_j^{(r)}(t) \right\rangle = \left\langle : \hat{n}_j^r(t) : \right\rangle = {}_{1,2} \langle vac | \hat{A}_j^{\dagger r}(t) \hat{A}_j^r(t) | vac \rangle_{1,2} \quad (2.31)$$

dove  $j = 1, 2$ .

Da cui, dopo alcuni passaggi:

$$\left\langle \hat{n}_j^{(r)}(t) \right\rangle = r! \sinh^{2r}(g|v_0|t) \quad (2.32)$$

I momenti ottenuti sono identificativi della statistica di Bose-Einstein, che descrive fotoni emessi da sorgenti in equilibrio.

Si consideri un caso particolare dell'espressione 2.32, cioè  $r = 1$ :

$$\langle \hat{n}_1(t) \rangle = \sinh^2(g|v_0|t) = \langle \hat{n}_2(t) \rangle \quad (2.33)$$

Il numero di fotoni prodotti per PDC varia nel tempo ed è dato dall'equazione 2.33 per  $g|v_0|t \ll 1$ .

Per tempi maggiori la crescita diviene esponenziale, ma in questo caso l'approssimazione fatta (che permette solo valori di  $\langle \hat{n}_j \rangle |v_0|^2$  prossimi a zero) non sarebbe più valida. Il tempo d'interazione  $t$  è il tempo di propagazione nel mezzo non lineare, che di solito è così breve da giustificare l'assunzione  $g|v_0|t \ll 1$ .

Si può, quindi anche ricavare la correlazione incrociata (dove  $j = 1, 2$ ):

$$\langle : \hat{n}_1(t) \hat{n}_2(t) : \rangle = \langle vac | \hat{A}_1^{\dagger}(t) \hat{A}_2^{\dagger}(t) \hat{A}_2(t) \hat{A}_1(t) | vac \rangle_{1,2} = \quad (2.34)$$

$$= \langle \hat{n}_j(t) \rangle + 2\langle \hat{n}_j(t) \rangle^2 = \quad (2.35)$$

$$= \langle \hat{n}_j(t) \rangle + \langle : \hat{n}_j^2(t) : \rangle \quad (2.36)$$

La correlazione incrociata delle fluttuazioni del numero di fotoni è data:

$$\langle : \Delta \hat{n}_1(t) \Delta \hat{n}_2(t) : \rangle = \langle : \hat{n}_1(t) \hat{n}_2(t) : \rangle - \langle \hat{n}_1(t) \rangle \langle \hat{n}_2(t) \rangle \quad (2.37)$$

Da questa espressione si ottiene il coefficiente di correlazione incrociata normalizzato  $\sigma_{12}$ :

$$\sigma_{12} \equiv \frac{\langle : \Delta \hat{n}_1(t) \Delta \hat{n}_2(t) : \rangle}{\sqrt{\langle (\Delta \hat{n}_1(t))^2 \rangle \langle (\Delta \hat{n}_2(t))^2 \rangle}} = 1 \quad (2.38)$$

I segnali *signal* e *idler* sono dunque massimamente correlati, ogni incremento nei fotoni *signal* corrisponde ad un uguale incremento nei fotoni *idler*.

# Capitolo 3

## Esperimento

### 3.1 Alcuni precedenti esperimenti con doppia fenditura e PDC

Uno degli aspetti caratteristici della fisica quantistica è rappresentato dal principio di complementarità, in base al quale in un esperimento in cui si mette in rilievo la natura ondulatoria di un sistema quantistico non si possono osservare gli effetti dovuti all'aspetto corpuscolare e viceversa.

Come illustrato nell'esperimento citato nell'introduzione l'analisi delle frange di interferenza prodotte dal passaggio di fotoni attraverso una doppia fenditura può fornire informazioni interessanti a questo proposito.

A tal fine, in questi ultimi anni, sono state realizzate due tipologie di esperimenti, con fotoni prodotti in PDC polarizzati<sup>1</sup> ed una doppia fenditura: in una prima classe di esperienze [3] e [4], sia i fasci *signal* che *idler* vengono inviati verso la doppia fenditura, negli altri la doppia fenditura è inserita su un solo ramo, ad esempio corrispondente al *signal* [5], [6], [7].

---

<sup>1</sup> In tutti questi esperimenti i fotoni prodotti a coppie sono degeneri , ovvero, con la stessa lunghezza d'onda.

Alla prima classe di esperienze appartiene l'esperimento realizzato da Fonseca ed altri [3]. Come illustrato in fig. 9 entrambe le emissioni prodotte in un cristallo di Beta Borato di Bario (in cui si inietta un fascio di pompa di lunghezza d'onda  $351.1 \text{ nm}$ , generato da un laser ad Argon con una potenza di  $400 \text{ mW}$ , al fine di produrre fluorescenza parametrica di tipo II) vengono inviati verso la stessa fenditura, il numero di pacchetti a due fotoni che vi passano attraverso raggiungendo il piano di detezione è proporzionale al quarto ordine della funzione di correlazione calcolata nel punto  $x$ :

$$N_c(x) \propto \langle \hat{E}_i^-(x) \hat{E}_s^-(x) \hat{E}_i^+(x) \hat{E}_s^+(x) \rangle \quad (3.1)$$

Dove  $\hat{E}_i^+(x)$  e  $\hat{E}_s^+(x)$  sono gli operatori di campo elettrico trasmessi del *signal* e dell'*idler*. La presenza di quattro operatori nella formula 3.1 denota uno studio del fenomeno al quarto ordine. E' necessario uno studio dell'interferenza al quarto ordine poiché al secondo ordine non si evidenzia la sovrapposizione dell'interferenza prodotta dai due singoli quanti con quella del pacchetto nel suo complesso, scopo dell'esperienza che si sta considerando.

In ref. [3] tale equazione è stata calcolata usando la funzione d'onda modale di due fotoni, in approssimazione monocromatica. Dalla 3.1 segue che il numero di coppie di fotoni entangled, in funzione della posizione  $x$  è dato da:

$$\begin{aligned} N_c(x) \propto & A(x) + 4B_1(x)B_2(x) \cos\left(\frac{kd^2}{z_A} + \frac{kx2d}{z_1}\right) + \\ & + 4B_2(x)B_4(x) \cos\left(\frac{kd^2}{z_A} + \frac{kx2d}{z_1}\right) + \\ & + 4B_1(x)B_4(x) \cos\left(\frac{2kx2d}{z_1}\right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Dove  $2d$  è la distanza tra le due fenditure,  $2a$  è la larghezza di ogni apertura,  $z_1$  la distanza della doppia fenditura dai fotorivelatori e  $z_A$  è la distanza

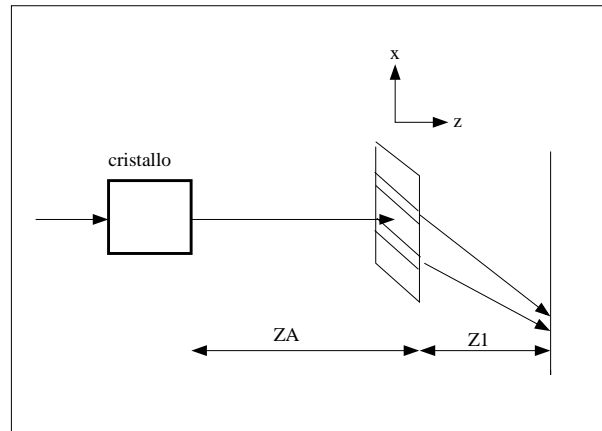


longitudinale dal cristallo (fig. 9). I termini  $B_1(x)$ ,  $B_2(x)$ ,  $B_4(x)$  e  $A(x)$  sono coefficienti che dipendono dalla posizione  $x$ , per una loro definizione ref.[3].

L'equazione 3.2 presenta più termini: il secondo ed il terzo derivano dall'interferenza di fotoni individuali (*signal* e *idler*) ed hanno periodo di oscillazione corrispondente a  $\lambda_0=702.2$  nm; il quarto descrive una figura di interferenza generata da un fascio di pompa con lunghezza d'onda  $\frac{\lambda_0}{2}$ .

L'apparato strumentale utilizzato consente anche di realizzare una situazione intermedia, ove l'energia dello stato quantistico è ben definita, ma non è possibile misurare la lunghezza d'onda di de Broglie. I dati ottenuti sono in accordo con la previsione teorica (eq. 3.2).

Risultato fondamentale di tale studio è, dunque, che modificando il profilo trasverso del campo bifotonico alla posizione della doppia fenditura si transisce da una situazione ove si osserva l'interferenza del singolo fotone (e in cui si misura una lunghezza d'onda  $\lambda_0$ ) ad una ove si considera l'interferenza del campo bifotonico nel suo complesso (con 'lunghezza d'onda'  $\lambda_0/2$ ).



**Figura 9** Schema dell'esperimento a doppia fenditura di ref.[3].

Sempre nel contesto di questa prima classe di esperimenti, un lavoro teorico è stato condotto da Abouraddy ed altri [4]. Esso consiste in una simulazione

del fenomeno dell'interferenza al variare dello spessore del cristallo (si eseguono simulazioni per 0,1 mm; 1 mm e 10 mm) e, contemporaneamente, dell'orientazione del cristallo, variando l'angolo formato tra l'asse ottico e la direzione del fascio di pompa ( $36.30^0$ ;  $36.50^0$  e  $36.44^0$ ). In questo caso si ipotizza di utilizzare un cristallo di BBO in cui il fascio di pompa è prodotto da un laser di He-Cd con una lunghezza d'onda 325 nm; i fotoni *signal* ed *idler* sono indirizzati su distinte fenditure.

L'intensità dell'interferenza prodotta da fotoni entangled è descritta dalla funzione di coerenza al quarto ordine, che si verifica avere una forma simile a quella al secondo ordine di un sistema che utilizza sorgenti classiche parzialmente coerenti. Da tali simulazioni emerge che la realizzazione di un esperimento che utilizzi questo tipo di configurazione presenta più gradi di libertà di un analogo classico (con sorgenti non parametriche). Si è osservato, inoltre, che modificando lo spessore del cristallo, la direzione dell'asse ottico o l'ampiezza di banda del sistema, lasciando fissa la distanza tra le fenditure, si può traslare la figura di interferenza.

Una seconda classe di esperimenti è indirizzata allo studio del caso in cui solo uno dei fasci attraversa la doppia fenditura, con lo scopo di studiare le correlazioni quantistiche tra i due rami.

Nell'esperimento discusso in [5] solo il fascio *signal* è inviato verso la doppia fenditura, mentre sul percorso dell'altro (*idler*) è stata inserita un'iride di diametro variabile al fine di valutare la variazione della visibilità delle frange di interferenza al quarto ordine (coincidenze). Variando il diametro dell'iride sul fascio *idler* si selezionano i vettori d'onda  $\vec{k}_i$  del fascio *idler* stesso. Grazie alla forte correlazione tra i due fotoni gemelli questo implica anche una selezione dei vettori d'onda sul ramo *signal* qualora si effettui una misura di coincidenze. Riducendo il diametro dell'iride sul ramo *idler* si osserva, quindi, l'attenuazione delle frange di interferenza coerentemente col principio di complementarità.

Lo studio di ref. [5] è basato su una legge empirica; al fine di fornire un supporto teorico più rigoroso un'altro gruppo di ricerca [6] ha sviluppato il formalismo necessario a definire il coefficiente di visibilità partendo dalla funzione di correlazione. Tale coefficiente valutato al quarto ordine per una sorgente coerente quantistica ha la stessa forma di quello al secondo ordine per una sorgente classica quasi coerente, come già accennato in [4].

Infine, lo studio discusso in ref. [7] è analogo ai due precedenti, ma a differenza di questi non è stata posta l'iride sul fascio *idler* ed oltre all'analisi della figura di interferenza si è considerata quella prodotta dalla diffrazione. I risultati ottenuti sperimentalmente sono compatibili con le previsioni quantistiche.

## 3.2 L'esperimento allo IENGf

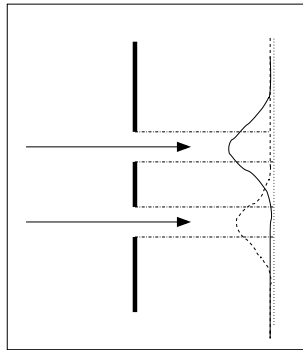
Come già illustrato precedentemente, gli esperimenti basati sulla doppia fenditura consentono uno studio approfondito del principio di complementarità e delle sue conseguenze. In questo contesto risultano particolarmente significativi gli studi realizzati mediante campi *bifotonici*, cioè, non mere coppie di singoli quanti, ma particelle *entangled*, quindi, strettamente correlate in direzione e impulso.

Nell'esperimento analizzato in questa tesi due fotoni indistinguibili (perché aventi entrambi lunghezza d'onda  $702\text{ nm}$ , e stessa polarizzazione in quanto prodotti per PDC di tipo I) sono vincolati a passare attraverso una doppia fenditura, ognuno per una determinata apertura (a differenza di quanto realizzato da [3]).

Il pacchetto d'onda che descrive il singolo quanto è estremamente stretto, quindi, è possibile ottenere una configurazione sperimentale in cui la  $\psi$  associata alla particella che passa attraverso una fenditura sia nulla in corrispondenza della seconda (fig. 10). Tale caratteristica consente uno studio innovativo della

figura di interferenza, in quanto, il contributo all'interferenza dovuto ai singoli quanti che costituiscono il pacchetto è soppresso, ed è possibile valutare l'interferenza al quarto ordine dovuta solo al pacchetto bifotonico nel suo complesso. I risultati del nostro lavoro sono riportati nel paragrafo 3.10.

La proprietà di entanglement, che caratterizza i fotoni prodotti per fluorescenza parametrica, e la correlazione temporale che esiste tra il *signal* e l'*idler*, permettono di ottenere la presenza dei due fotoni allo stesso istante, rispettivamente, nelle due fenditure<sup>2</sup>. Tale proprietà risulta fondamentale nella realizzazione del test sperimentale sulla teoria di de Broglie-Bohm, discussa nel capitolo 4.



**Figura 10** *Esempio di funzioni d'onda di due singoli fotoni che attraversano la doppia fenditura ognuno per una determinata apertura.*

### 3.3 Descrizione dell'esperimento.

Si utilizza come sorgente di pompa un laser ad Argon che emette a  $351\text{ nm}$ , con una potenza massima di  $0.8\text{ W}$ . Il tubo a bassa pressione ( $0.001\text{ atm}$ ) contenente il gas è posizionato all'interno di una cavità a due specchi.

Il materiale attivo, il gas nobile Argon, è ionizzato da un impulso iniziale ad

---

<sup>2</sup> Nell'ipotesi di un corretto posizionamento della doppia fenditura, operazione non semplice da realizzare, che verrà descritta nel seguito.

alta tensione. La scarica elettrica fornisce energia agli ioni di Argon i cui elettroni transiscono ad un livello energetico metastabile più alto per poi diseccitarsi e decadere su un livello stabile più basso, generando l'emissione di radiazione, che diventa luce laser quando il sistema atomico è posto in un risuonatore ottico. Il laser può oscillare su diverse lunghezze d'onda, ognuna prodotta dalla transizione di elettroni tra diverse coppie di livelli energetici. Le lunghezze d'onda superiori ai  $400\text{ nm}$  sono prodotte da ioni di  $Ar^+$ ; quelle inferiori ai  $400\text{ nm}$  da ioni di  $Ar^{2+}$ . La lunghezza d'onda utilizzata ai fini dell'esperimento è  $\lambda = 351.1\text{ nm}$ , selezionata dal risuonatore. La larghezza dell'emissione di questo laser è di circa  $6\text{ GHz}$ . Il fascio emesso è polarizzato verticalmente.

Sul percorso ottico del fascio viene, collocata una lente biconvessa con lunghezza focale  $2.1\text{ m}$  allo scopo di diminuire il diametro dello spot del laser in corrispondenza del cristallo non-lineare.

Per esigenze pratiche il laser è posizionato su un banco ottico diverso da quello di lavoro, è quindi necessario usare un sistema di specchi per dirigere il fascio, su un cristallo di  $LiO_3$ , con una inclinazione di  $51^\circ$  rispetto l'asse ottico.

Come illustrato in dettaglio nel capitolo 2, iniettando un fascio laser di pompa all'interno di un opportuno mezzo non lineare (il cristallo di  $LiO_3$ ) si generano, per PDC di tipo I, fotoni fortemente correlati in frequenza, impulso e polarizzazione<sup>3</sup> che vengono emessi in direzioni diverse in funzione della loro lunghezza d'onda.

A causa della necessità di avere un asse di simmetria ben definito e fotoni indistinguibili si scelgono fasci *signal* e *idler* con identica frequenza; essendo il fascio di pompa a  $351\text{ nm}$ , la legge di conservazione dell'energia impone l'uso, per questo esperimento, di fotoni a  $702\text{ nm}$ .

Dopo il cristallo si introduce un filtro UV per eliminare il fascio di pompa

---

<sup>3</sup> Come spiegato nel capitolo 2 ciò è possibile solo con la PDC di tipo I.

residuo che creerebbe rumore di fondo durante l'acquisizione dati.

Al fine di far convergere la fluorescenza parametrica uscente dal cristallo nel punto in cui è posizionata la doppia fenditura, si utilizza un condensatore ottico costituito da una coppia di lenti piano convesse coassiali. Il sistema ottico così costituito ha due fuochi simmetrici distanti  $125\text{ mm}$ . Sull'asse delle lenti si è, inoltre, praticato un foro che permette il passaggio del fascio UV evitando emissioni di fluorescenza dalle lenti stesse.

Le due fenditure sono state realizzate mediante deposizione di niobio con processo litografico su un vetrino; le dimensioni scelte sono:  $10\text{ }\mu\text{m}$  di larghezza,  $1\text{ mm}$  di altezza ad una distanza reciproca di  $100\text{ }\mu\text{m}$ . Ognuno dei due fotoni della coppia entangled deve passare attraverso una specifica fenditura le cui dimensioni devono essere tali da poter osservare gli effetti di diffrazione. La distanza di  $100\text{ }\mu\text{m}$  è stata scelta per permettere di ottenere una figura di interferenza opportuna.

Infine, per effettuare un'ulteriore selezione spettrale sui fotoni si utilizzano filtri interferenziali a  $702\text{ nm}$ , con FWHM<sup>4</sup> di  $4\text{ nm}$ , i quali, per esigenze sperimentali, sono stati montati su supporti solidali con i rilevatori.

La figura di interferenza e di diffrazione che i fotoni generano è stata studiata mediante l'uso di un apparato strumentale, il quale permette di misurare sia i conteggi di singolo fotone sui due canali, sia le coincidenze tra questi, ossia le coppie di fotoni che raggiungono i due rilevatori simultaneamente.

---

<sup>4</sup>Full width at half height, ovvero, larghezza a mezza altezza.

### 3.4 Apparato di rilevazione

Al fine di studiare la figura di interferenza e di diffrazione prodotta dai fotoni che passano attraverso la doppia fenditura si è utilizzata una coppia di rilevatori di singolo fotone.

Essi si basano su dei fotodiodi al silicio con superficie sensibile molto piccola, del diametro di  $140\ \mu\text{m}$ .

Per aumentare l'area di raccolta si è posto davanti alla superficie sensibile di ciascun rilevatore una lente del diametro di  $6\ \text{mm}$  con rivestimento anti-riflesso per  $702\ \text{nm}$ .

Il rilevatore utilizzato per questo esperimento ha un intervallo di detezione per fotoni con lunghezza d'onda compresa tra  $400\ \text{nm}$  e  $1060\ \text{nm}$ . Quando questi incidono sulla superficie sensibile, il circuito interno genera un impulso di tipo TTL (Transistor-Transistor-Logic) di ampiezza  $2.5\ \text{volt}$  (minimo), su un carico resistivo di  $50\ \Omega$  di durata di  $5\ \text{ns}$ .

Alcuni segnali possono essere prodotti anche in assenza di cattura di un quanto e sono dovuti solo al rumore dell'elettronica interna, i conteggi che ne risultano sono detti di buio e sono stati stimati nell'ordine dei  $700$  conteggi al secondo per un fotorivelatore e  $35$  per l'altro.

Entrambi i dispositivi possono contare fino a un massimo di  $10$  milioni di fotoni al secondo. Il tempo morto, cioè l'intervallo che intercorre tra l'emissione dell'impulso e l'attivazione per la rilevazione del fotone successivo, è di  $50\ \text{ns}$ . I segnali dei due rilevatori vengono inviati ad un TAC-SCA<sup>5</sup>, mediante il quale è possibile individuare le coincidenze, ovvero quei conteggi prodotti in seguito alla simultanea cattura di un quanto da parte di entrambi i fotorivelatori.

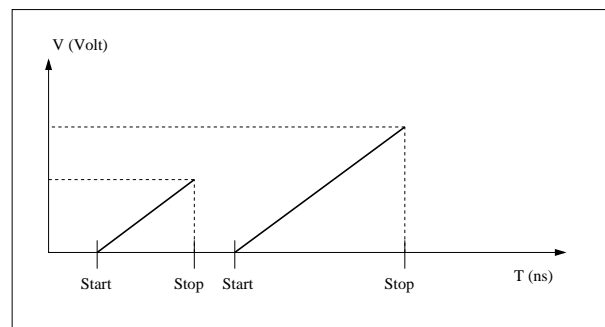
Il Time Amplitude Converter invia in uscita un impulso di tensione proporzionale all'intervallo di tempo trascorso tra l'arrivo dell'impulso di start

---

<sup>5</sup>Il dispositivo utilizzato unisce un Time Amplitude Converter (TAC) ed un Single Channel Analyzer (SCA).

(dato dal rilevatore che ha un numero di conteggi al secondo più basso) e l'impulso di stop proveniente dal secondo, opportunamente ritardato mediante una linea di ritardo.

Quando arriva il segnale di start, l'elettronica interna al TAC fa partire una rampa di potenziale (fig. 11) successivamente chiusa dall'impulso di stop, se questo è prodotto con un ritardo inferiore ai 20  $ns$  impostati, in caso contrario si ha comunque l'interruzione.



**Figura 11** *Rampa di potenziale generata dall'elettronica interna al TAC.*

Per visualizzare e studiare questo aspetto dell'acquisizione dati, si utilizza un multicanale (Multi Channel Analyzer, indicato nel seguito con la sigla MCA) costituito da 8196 canali, riportati in ascissa, ognuno dei quali è proporzionale alla tensione del segnale inviatogli dal TAC e quindi al ritardo che caratterizza la cattura delle coppie di fotoni.

L'intervallo temporale coperto dal multicanale è di 20  $ns$ , valore impostato mediante il TAC.

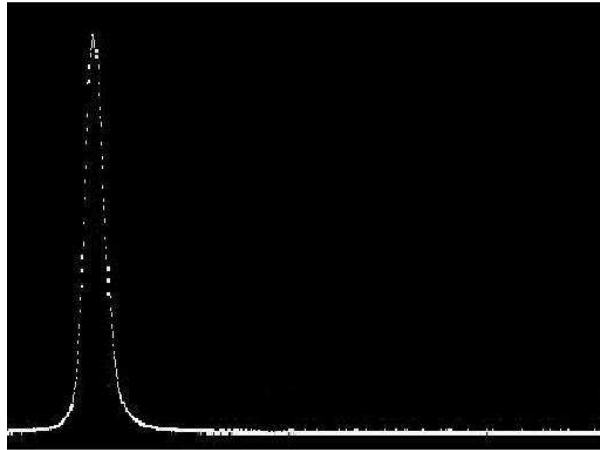
Nel caso ideale dell'esempio precedente, ciò che si osserva è una delta di Dirac, poichè c'è sempre un solo canale che si attiva, quello proporzionale al ritardo che caratterizza l'acquisizione.

Se invece si ha una dispersione dei ritardi si attivano anche gli altri e l'immag-



ine restituita dall'MCA (fig. 12) è un istogramma in cui in ordinata è riportato il numero di coppie rilevate per canale.

L'FWHM indica di quanto ci si discosta dal caso ottimale della figura piccata a forma di delta di Dirac.



**Figura 12** Immagine del picco di coincidenze restituito dal multicanale.

Per selezionare il picco, relativo agli impulsi corrispondenti ad eventi correlati, che sull'istogramma può apparire più o meno evidente occorre utilizzare un Single Channel Analyzer, SCA, il quale, selezionata una sotto finestra interna a quella dei 20  $ns$  coperta dal TAC e dal multicanale, conta il numero di coppie catturate con un dato ritardo e corrispondenti al gruppo di canali prescelto.

Le osservabili che si intendono misurare nell'esperimento sono le coincidenze, ovvero il numero di fotoni rilevati simultaneamente (entro una finestra temporale impostata sul TAC-SCA) dai due fotorivelatori, e i conteggi relativi ad ogni singolo dispositivo. Infatti, la produzione di coppie di fotoni entangled per PDC avviene su scale temporali dell'ordine del femtosecondo, quindi la loro detezione genera delle coincidenze, alle quali si aggiungono quelle dovute

a fotoni non correlati che possono però essere valutate e sottratte a quelle totali.

L'importanza di individuare solo le coincidenze dovute a fotoni correlati è fondamentale per i fini del nostro esperimento come verrà illustrato nel capitolo 4. I segnali in uscita dallo SCA e dai due rilevatori sono successivamente inviati a dei contatori di un quad-counter per monitorare la scansione.

Il quad-counter è un dispositivo costituito da quattro contatori (il primo è un timer, due servono per i singoli rilevatori ed uno per le coincidenze) che può essere gestito anche in remoto (in alcune fasi dell'esperimento si è seguita questa via).

Ci sono due modi per realizzare ciò: si può usare l'interfaccia IEEE-488 oppure un cavo di tipo RS-232-C tramite porta seriale. Per esigenze sperimentali si è adottata questa seconda metodologia che ha richiesto la scrittura di un programma in linguaggio pascal (riportato in appendice B).

Tale software permette di avere un'interfaccia grafica al calcolatore mediante la quale è possibile digitare i comandi in linguaggio mnemonico per operare a distanza sul quad-counter.

Per permettere una corretta comunicazione tra calcolatore e contatore è stato necessario configurare gli switch di questo dispositivo in maniera opportuna.

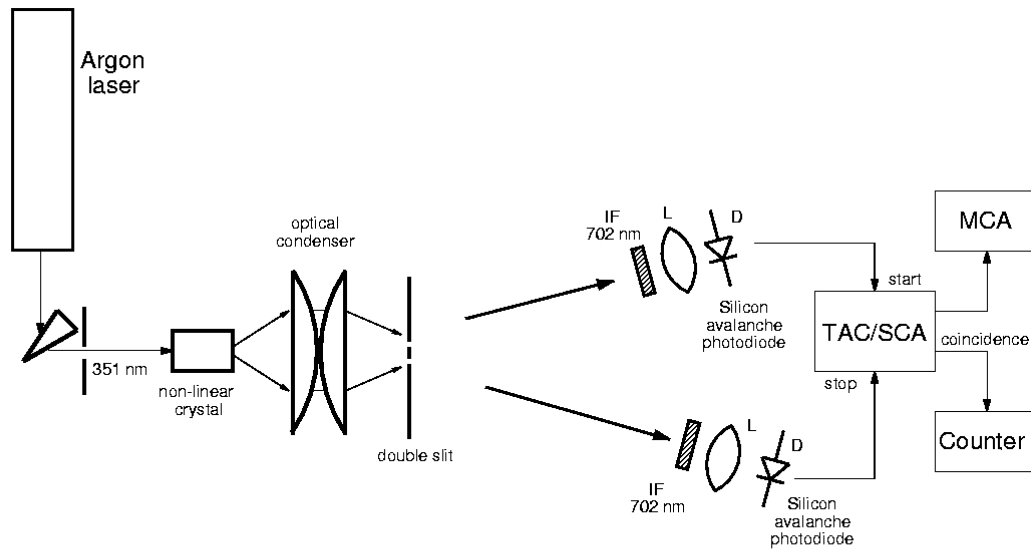
Il linguaggio pascal è stato usato anche per scrivere un programma che gestisce la movimentazione elettronica dei rilevatori durante una scansione.

Infatti, è fondamentale il corretto posizionamento dei dispositivi di detezione, ciò viene realizzato mediante sistemi di micromovimentazione manuali e motori pilotati dal computer. Nel nostro caso sono presenti due carrelli per la traslazione dei rilevatori e un solo rotatore, tutto ciò è sufficiente a gestire una scansione. Questo tipo di presa dati consiste nel traslare e ruotare di un angolo opportuno un rilevatore, per raggiungere la posizione voluta, mentre l'altro rimane fermo; in questa configurazione si acquisiscono i dati, quindi, si passa

successivamente ad un'altra posizione.

Il programma (riportato in appendice A) ripete questa procedura il numero di volte richiesto e, alla fine di tale operazione, riporta i due elementi nelle posizioni iniziali.

In figura 13 si riporta uno schema sintetico che descrive la configurazione strumentale adottata per questo esperimento.



**Figura 13** Schema della configurazione sperimentale adottata per la nostra esperienza.

### 3.5 Allineamento con fasci a 633 nm e 789 nm

Descriviamo, ora, la procedura iniziale di allineamento realizzata mediante l'uso di emissioni parametriche a 633 nm e 789 nm. L'esperimento richiede l'uso di fotoni con un lunghezza d'onda 702 nm, ma i fasci con tale lunghezza d'onda, emessi dal cristallo di  $LiO_3$ , sono di difficile individuazione pratica.

Al fine di avere dei punti di riferimento visibili si è iniettato nel cristallo di  $LiO_3$ , oltre alla pompa, un secondo fascio di un laser a diodo a 789 nm nella stessa direzione dell'emissione spontanea a 789 nm, il quale induce un'emissione stimolata a 633 nm.



**Figura 14** Fotografia della PDC di tipi I con emissione stimolata. Lo spot più intenso (a sinistra) è dovuto al fascio del laser a diodo a 789 nm iniettato nel cristallo, il meno intenso (a destra) è l'emissione stimolata a 633 nm.

Le due emissioni (633 nm e 789 nm) permettono di identificare un piano sul quale giacciono, non solo, le traiettorie dei fotoni con lunghezza d'onda 789 nm e 633 nm, ma anche quelle con  $\lambda=702nm$ , dunque, di fissare in prima approssimazione la quota dei fotorivelatori. Tale tecnica consente, inoltre, di studiare l'efficienza quantica strumentale con la quale tarare l'intero apparato di rilevazione.

## 3.6 Taratura dell'apparato sperimentale

L'efficienza dichiarata dei rilevatori è del 70 % nella regione attorno a 700 *nm*, ma le ottiche utilizzate diminuiscono tale valore, in particolare è interessante sapere come modifichino l'acquisizione dati la presenza delle lenti con rivestimento anti-riflesso a 702 *nm* (introdotte al fine di allargare l'angolo solido intercettato dai fotorivelatore) ed i filtri (necessari per diminuire il segnale di fondo) per selezionare i fotoni a questa lunghezza d'onda.

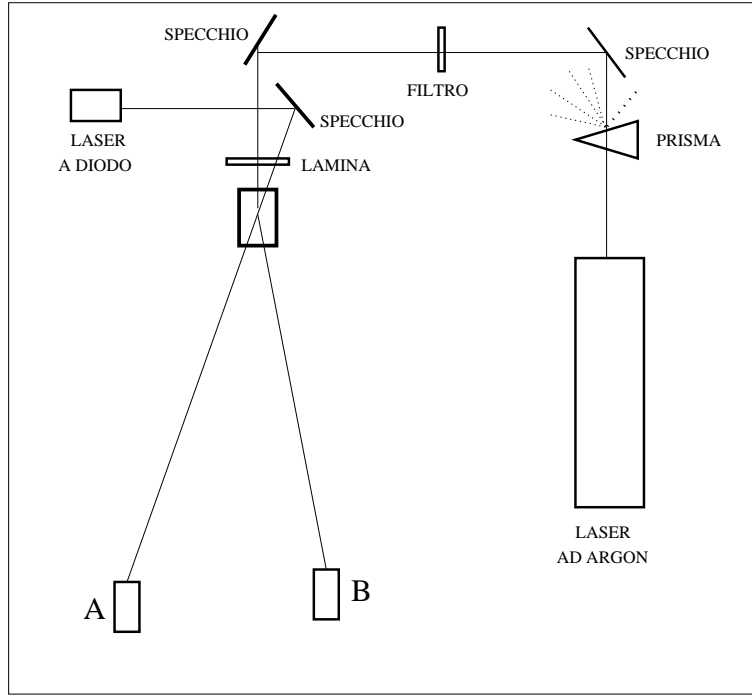
Per questo motivo si è proceduto con una taratura dell'intero apparato utilizzando una tecnica consolidata in applicazioni metrologiche [12].

### 3.6.1 Descrizione.

Al fine di allineare le ottiche si effettua una selezione di due direzioni correlate iniettando nel cristallo, con un angolo opportuno, oltre al fascio di pompa del laser ad Argon, un secondo fascio generato da un laser a diodo a 789 *nm* il quale origina un'emissione stimolata a 633 *nm* (fig. 15).

I rilevatori che sono posti di fronte al cristallo (vedi figura 15) intercettano, rispettivamente, il fascio con lunghezza d'onda 789 *nm* (il sinistro, denominato A) e 633 *nm* (il destro, indicato con la lettera B).

Su dispositivi solidali con i fotorivelatori sono stati montati filtri interferenziali centrati su tali lunghezze d'onda: questi attenuano del 40% la radiazione incidente in corrispondenza della lunghezza d'onda prescelta (portando quindi ad una diminuzione dell'efficienza quantica strumentale), ma di 3 ordini di grandezza quelli dovuti ad altre lunghezze d'onda che creerebbero rumore di fondo nell'acquisizione dati.



**Figura 15** Schema della configurazione sperimentale adottata per la taratura dell'apparato di rilevazione.

### 3.6.2 Taratura.

L'efficienza  $\eta$  dell'intero sistema di rilevazione, in prima analisi, è definita come il rapporto tra il numero di eventi registrati e il numero di fotoni incidenti. Grazie alle proprietà di correlazione della PDC il flusso  $\Phi$  di fotoni sui due canali è identico. Il numero di eventi registrati in un intervallo di tempo  $\tau$  risulta, quindi, essere:

$$N_A = \eta_A \Phi \quad (3.3)$$

$$N_B = \eta_B \Phi \quad (3.4)$$

$$N_C = \eta_A \eta_B \Phi \quad (3.5)$$

Da cui segue:

$$\eta_A = \frac{N_C}{N_B} \quad (3.6)$$

$$\eta_B = \frac{N_C}{N_A} \quad (3.7)$$

dove  $N_A$ ,  $N_B$  e  $N_C$  sono, rispettivamente, i conteggi dei fotorivelatori A e B e delle coincidenze.

La conoscenza di  $N_A$ ,  $N_B$  e  $N_C$  permette, dunque, di ottenere l'efficienza quantica dei due rilevatori, senza dover valutare i flussi dei fotoni. Si tratta, quindi, di un metodo di taratura assoluto, indipendente dalla conoscenza del flusso emesso da una sorgente di riferimento.

Un ulteriore vantaggio di tale metodologia è dovuto al fatto che le misure non sono limitate a particolari lunghezze d'onda, dal momento che ogni possibile coppia di fotoni correlati, nell'intero spettro della PDC, presenta le medesime caratteristiche di correlazione.

Per misurare l'efficienza quantica di un rivelatore (e dell'intero sistema) occorre usare il secondo come trigger, ad esempio, per valutare  $\eta_A$  si utilizza il fotorivelatore B come trigger. Su tale apparato bisogna effettuare la massima selezione, mediante filtri e diaframmi, in modo tale da considerare i conteggi provenienti da questo come dovuti ai soli fotoni correlati riducendo il più possibile il contributo di fondo.

Le coincidenze che la catena elettronica è in grado di mettere in rilievo con questa configurazione sono quindi dovute a coppie di fotoni correlati temporalmente visti da entrambi i fotorivelatori. Tale numero, in una situazione ideale, dovrebbe coincidere con i conteggi del trigger, ma ciò in pratica non si ver-

ifica perché alcune particelle della coppia rilevate da quest'ultimo sono state perse dallo strumento che è oggetto di taratura. In seguito a ciò l'efficienza quantica, che in prima approssimazione è stimata dal rapporto tra misure delle coincidenze e dei conteggi del trigger ( $N_A$ ), sarà, quindi, minore di 1:

$$\eta_B = \frac{N_C}{N_A} < 1 \quad (3.8)$$

A questa prima stima dell'efficienza occorre apportare alcune correzioni per tenere conto del rumore di fondo prodotto da coincidenze casuali.

Dato il numero relativamente elevato di fotoni incidenti la probabilità statistica che due di essi, pur non essendo prodotti in coppia all'interno del cristallo, vengano rilevati simultaneamente (cioè dentro una finestra temporale di 20 ns) è non nulla.

Ci si attende infatti un contributo dato da:

$$N_{c.f.p.} = N_A \cdot N_B \cdot t \quad (3.9)$$

Dove  $N_{c.f.p.}$  sono i conteggi fuori dal picco,  $N_A$  sono quelli relativi ad A e  $N_B$  quelli di B;  $t$  è la finestra temporale di acquisizione determinata dal TAC (5 ns).

Al fine di stimare le coincidenze accidentali nel picco, si assume che tali valori siano costanti, quindi, si procede con un'acquisizione in un intervallo temporale traslato rispetto al picco e di pari durata. Tale traslazione temporale si ottiene modificando il ritardo nella catena elettronica di modo che lo SCA non sia più centrato sul picco, ma vada a contare le coincidenze in un'altra regione. Inoltre, all'interno del cristallo si possono verificare fenomeni di fluorescenza o diffusione del laser di pompa che contribuiscono al segnale di fondo del rilevatore di trigger. Per individuare questo contributo si introduce una lamina a quarto d'onda (nella posizione indicata in figura 15) la quale ruota di  $\frac{\pi}{2}$  la polarizzazione del laser: sopprime così la PDC, ma resta il contributo di fluo-



rescenza e diffusione del laser di pompa. I conteggi che si rilevano sono, quindi, dovuti a tali componenti.

In realtà la situazione non è così ottimale: resta sempre una piccola componente trasversa che origina fluorescenza parametrica e quindi si continua a vedere un picco di coincidenze relativo alla produzione di coppie all'interno del cristallo, come può essere mostrato dall'immagine restituita dal multicanale. Tuttavia, questa componente può essere trascurata in una prima approssimazione.

Introdotta detta correzione, l'efficienza quantica è quindi data da:

$$\eta = \frac{N_c - N_{c.f.p.}}{N_t - N_l} \quad (3.10)$$

Dove  $N_c$  sono i conteggi relativi alle coincidenze,  $N_{c.f.p.}$  le coincidenze fuori dal picco,  $N_t$  i conteggi di singolo canale relativi al fotorivelatore utilizzato come trigger e  $N_l$  quelli presi dopo aver posizionato sul cammino del fascio di pompa un lamina a quarto d'onda.

Per ottenere una stima corretta dell'efficienza quantica, devono essere apportate ulteriori correzioni.

Innanzitutto si introduce in  $\eta$  un fattore  $\frac{1}{T_{signal}}$ , al fine di tenere conto della trasmittanza ( $T_{signal}$ ) del cammino ottico dei fotoni del fascio *signal* che non è ideale.

Può accadere, inoltre, che un evento dovuto ad una coincidenza correlata non venga registrato se l'impulso di stop corrispondente all'evento correlato al segnale di start del trigger, è preceduto ad un istante  $t$  da un segnale di stop generato da un fotone scorrelato.

La frazione di conteggi mancanti è data da ( $t_{delay}$  è il ritardo inserito sul segnale di stop):

$$\alpha \simeq 1 - \int_{t_0}^{t_{delay}} W_{signal}(t') dt = 1 - \langle W_{signal} \rangle t_{delay} = 1 - \frac{N_{signal}}{T} t_{delay} \quad (3.11)$$

dove  $W_{signal}$  denota i conteggi sul canale *signal* e  $T$  è il tempo di una acquisizione.

Si introduce un fattore  $\frac{1}{\alpha}$  che esprime la correlazione tra le coincidenze totali ed accidentali.

Al fine di tenere conto del tempo morto del rivelatore oggetto di taratura ( $\tau_{signal}$ ), è necessario aggiungere un ulteriore fattore correttivo:

$$\gamma \simeq 1 - N_{signal} \tau_{signal} \frac{1}{T} \quad (3.12)$$

L'efficienza dell'apparato di rilevazione risulta, dunque, essere data dalla seguente espressione:

$$\eta_B = \frac{N_c - N_{c.f.p.}}{N_t - N_l} \frac{1}{T_{signal}} \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\gamma} \quad (3.13)$$

### 3.6.3 Scansione.

Al fine di tarare un rivelatore non è sufficiente calcolare l'efficienza quantica in un punto, ma occorre eseguire una scansione cioè, mentre il trigger è fisso l'altro dispositivo viene traslato con passi da  $850 \mu m$ ; tale operazione è stata ripetuta per entrambi i dispositivi di rilevazione. Si identifica, così, il punto corrispondente alla massima efficienza, ovvero al miglior allineamento. Con tale operazione si valuta la superficie dell'apparato di rilevazione inoltre, si determina la quota del piano su cui giacciono i fasci a  $702 nm$ .

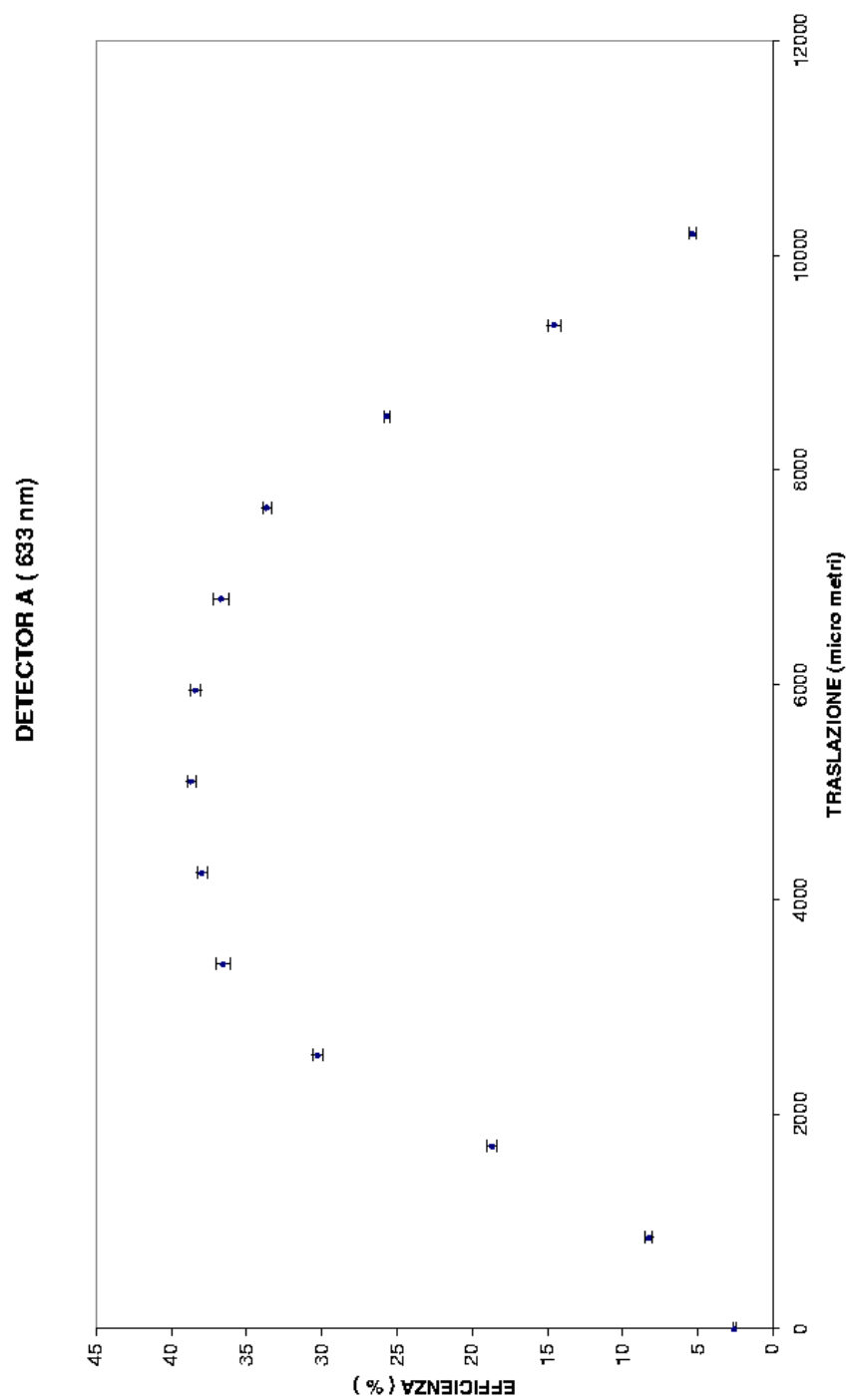
### 3.6.4 Risultati.

I risultati ottenuti sono riportati in figura 16 e 17. E' possibile notare come l'introduzione delle lenti con rivestimento anti-riflesso abbia allargato la super-

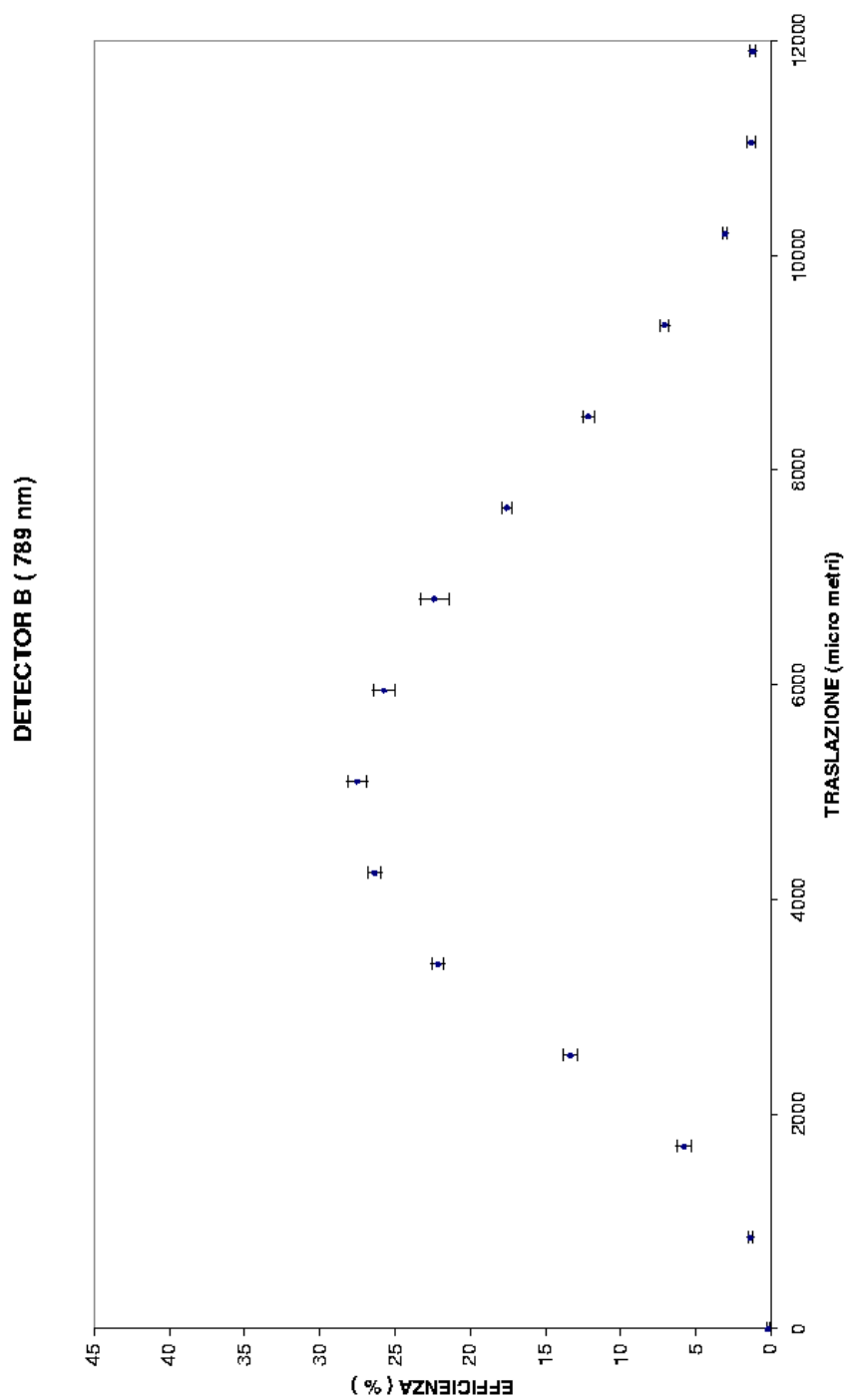
ficie di raccolta dell'apparato di rilevazione.

E' bene precisare che tali ottiche sono state studiate per fotoni con lunghezza d'onda  $702\text{ nm}$ , cioè quelli utilizzati per l'esperimento oggetto di studio della presente tesi, e non per quelli a  $633\text{ nm}$  e  $789\text{ nm}$  usati in questo caso. Tuttavia dalle specifiche tecniche emerge che la differenza è trascurabile, inferiore al 1%.

L'efficienza varia da punto a punto, poichè il fascio inizialmente colpisce la lente su un bordo, in cui si ha un valore di efficienza praticamente nullo, per poi spostarsi verso il centro dove si ha un picco massimo del  $(27.5 \pm 0.7)\%$  per il B e  $(40.0 \pm 0.3)\%$  per A. Si può, quindi, concludere che la superficie di detezione coincide con quella delle lenti, cioè ha un diametro di circa  $6\text{ mm}$ .



**Figura 16** *Curva di taratura del fotorivelatore con lente con rivestimento anti-riflesso per 633 nm.*



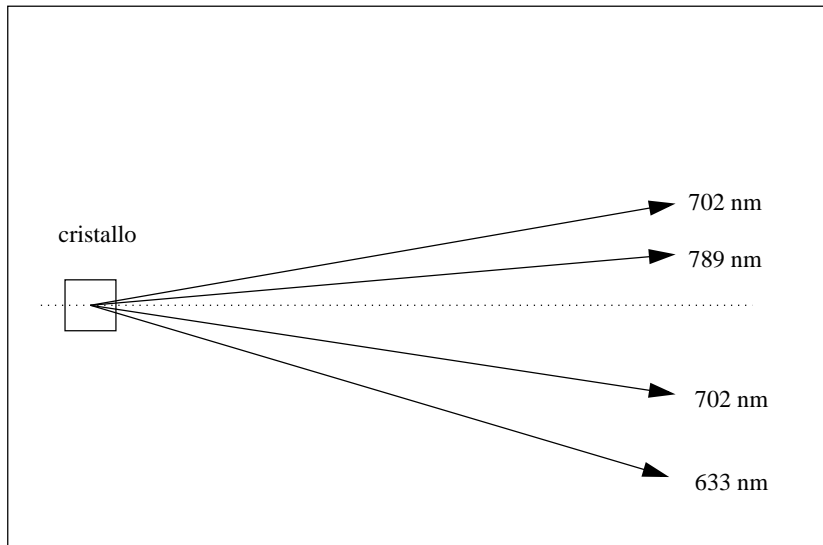
**Figura 17** *Curva di taratura del fotorivelatore con lente con rivestimento anti-riflesso per 789 nm.*

### 3.7 Allineamento con fasci a 702 nm

In questa seconda fase si procede, quindi, con un allineamento a 702 nm, dopo aver sostituito i filtri interferenziali a 633 nm e 789 nm posizionati di fronte agli apparati di rilevazione con altri centrati sulla lunghezza d'onda 702 nm.

L'identificazione precisa delle direzioni correlate a 789 nm e 633 nm ha permesso di posizionare i fotorivelatori alla quota del piano su cui giacciono le traiettorie dei fotoni con lunghezza d'onda 702 nm; noto l'angolo con cui tali fotoni sono emessi dal cristallo di  $LiO_3$  è possibile orientarli nella direzione voluta (fig. 18).

Si procede, successivamente, all'inserimento della doppia fenditura.



**Figura 18** *Traiettorie delle coppie di fotoni entangled emessi per PDC dal cristallo di  $LiO_3$ , in cui si osserva come variano le direzioni in funzione della lunghezza d'onda del quanto considerato.*

### 3.8 Posizionamento della doppia fenditura

Occorre, ora, inserire la doppia fenditura in modo tale che ogni fotone a  $702\text{ nm}$  della coppia passi per una specifica apertura. Al fine di verificarne il corretto posizionamento si rimuove il cristallo di  $LiO_3$  e si invia direttamente il fascio di pompa verso le fenditure. Chiudendo alternativamente una delle due aperture, mediante l'uso di due lamette montate su un sistema di micromovimentazione, si osserva la figura di diffrazione fig. 19.

Ciò permette inoltre di determinare con precisione la posizione delle lamine allorquando chiudono una singola fenditura, posizione che verrà utilizzata per l'allineamento finale dell'esperimento.

Lasciando esposte entrambe le fenditure alla radiazione di pompa (sufficientemente larga da avere valore non nullo in prossimità delle due fenditure) osserviamo anche il contributo di interferenza al secondo ordine (fig. 20).

Effettuato questo primo allineamento della fenditura si reinserisce il cristallo di  $LiO_3$  sul percorso del fascio di pompa, generando fotoni entangled a  $702\text{ nm}$  che vengono indirizzati ognuno verso una specifica fenditura.

Eliminato il laser di pompa con un filtro le due fenditure vengono quindi raggiunte dall'emissione correlata a  $702\text{ nm}$ . Si osserva un picco di coincidenze che viene massimizzato. Si controlla quindi che le coppie di fotoni attraversino fenditure distinte chiudendo alternativamente una delle due fenditure ed osservando la sparizione del picco.

**Figura 19** *Fotografia della figura di diffrazione (senza interferenza) prodotta dal fascio laser di pompa che incide solo su una delle due fenditure.*

### 3.9 Previsioni quantistiche

La funzione d'onda che descrive l'emissione parametrica può, in forma semplificata, essere scritta nel seguente modo:



$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \int d\omega_i d\omega_s \Phi(\omega_i, \omega_s) |\omega_i\rangle |\omega_s\rangle \quad (3.14)$$

Nella regione di Fraunhofer, cioè a grande distanza dalla doppia fenditura, (con riferimento alla figura 21), il campo diffratto è descritto da:

$$\Phi(\omega_i, \omega_s) = g(\theta_1, \theta_i^A) g(\theta_2, \theta_i^B) e^{-i(kr_{A1} + kr_{B2})} + g(\theta_2, \theta_i^A) g(\theta_1, \theta_i^B) e^{-i(kr_{A2} + kr_{B1})} \quad (3.15)$$

$$g(\theta, \theta_i^l) = \frac{\sin(kw/2(\sin\theta - \sin\theta_i^l))}{kw/2(\sin\theta - \sin\theta_i^l)} \quad (3.16)$$

Dove  $k$  è il vettore d'onda del fotone A (*idler*) e del fotone B (*signal*),  $r_{ai}$  è il vettore che congiunge la fenditura  $a$  (che può essere A o B) col fotorivelatore  $i$  (1 o 2), con  $\theta_i^l$  si denota l'angolo di diffrazione del fotone sulla fenditura  $l$  (A o B),  $s$  è la separazione tra le due fenditure di larghezza  $w$ .  $g(\theta, \theta_i^l)$  sono definiti secondo l'ottica ondulatoria nel limite di Fraunhofer, nell'ipotesi di una distribuzione di probabilità uniforme di trovare un fotone in un punto specifico della fenditura. La funzione  $\Phi$  è simmetrica per scambio dei fotoni essendo, essi, bosoni indistinguibili. Dall'equazione 3.15 si ottiene una relazione che esprime il numero di coincidenze atteso in funzione delle variabili  $\theta_i^l$ :

$$\begin{aligned} C(\theta_1, \theta_2) &= |\Phi(\omega_i, \omega_s)|^2 = g(\theta_1, \theta_i^A)^2 g(\theta_2, \theta_i^B)^2 + \\ &g(\theta_2, \theta_i^A)^2 g(\theta_1, \theta_i^B)^2 + 2g(\theta_1, \theta_i^A)^2 g(\theta_2, \theta_i^B)^2 * \\ &g(\theta_2, \theta_i^B)^2 g(\theta_1, \theta_i^B)^2 \cos[ks(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Essa mostra una figura d'interferenza con frange distanziate  $\Delta y = L \frac{\lambda}{s}$ , dove  $L$  è la distanza tra la doppia fenditura e l'asse  $y$  lungo il quale sono disposti i rilevatori. Tali frange sono comprese tra picchi di intensità:

$$I_1 = [g(\theta_1, \theta_i^A)g(\theta_2, \theta_i^B) - g(\theta_2, \theta_i^A)g(\theta_1, \theta_i^B)]^2 \quad (3.18)$$

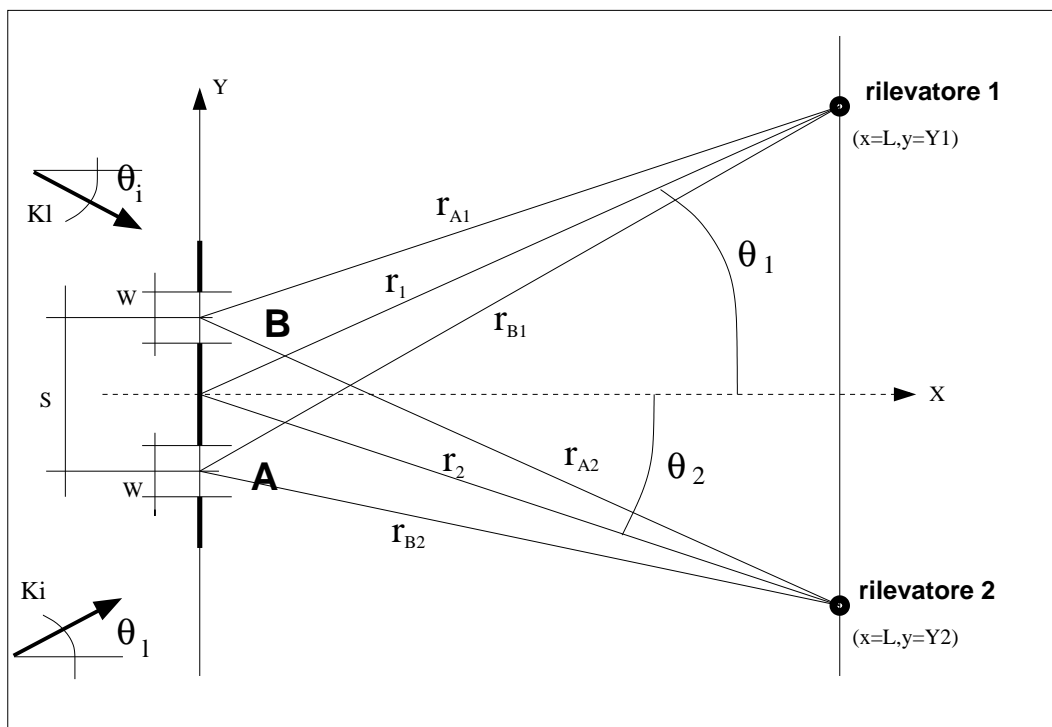
$$I_2 = [g(\theta_1, \theta_i^A)g(\theta_2, \theta_i^B) + g(\theta_2, \theta_i^A)g(\theta_1, \theta_i^B)]^2 \quad (3.19)$$

La diffrazione distribuisce la probabilità di rilevazione congiunta lungo la direzione  $y$ . L'andamento del  $|\psi(\theta_1, \theta_2)|^2$  è riportato in fig. 22 in una rappresentazione bidimensionale e in fig. 23 in una tridimensionale.

Al fine di valutare l'effetto della non monocromaticità della radiazione si è calcolata la convoluzione della funzione  $|\psi|^2$  (nell'ipotesi che essa dipenda dalla lunghezza d'onda di uno dei due fotoni correlati) con la funzione di trasferimento gaussiana di un filtro interferenziale, centrata su una lunghezza d'onda di 702 nm con FWHM pari a 20 nm.

Per filtri interferenziali con FWHM di 4 nm tale correzione è risultata trascurabile.

**Figura 20** *Fotografia della figura di diffrazione ed interferenza prodotta dal fascio laser di pompa che incide su entrambe le fenditure.*

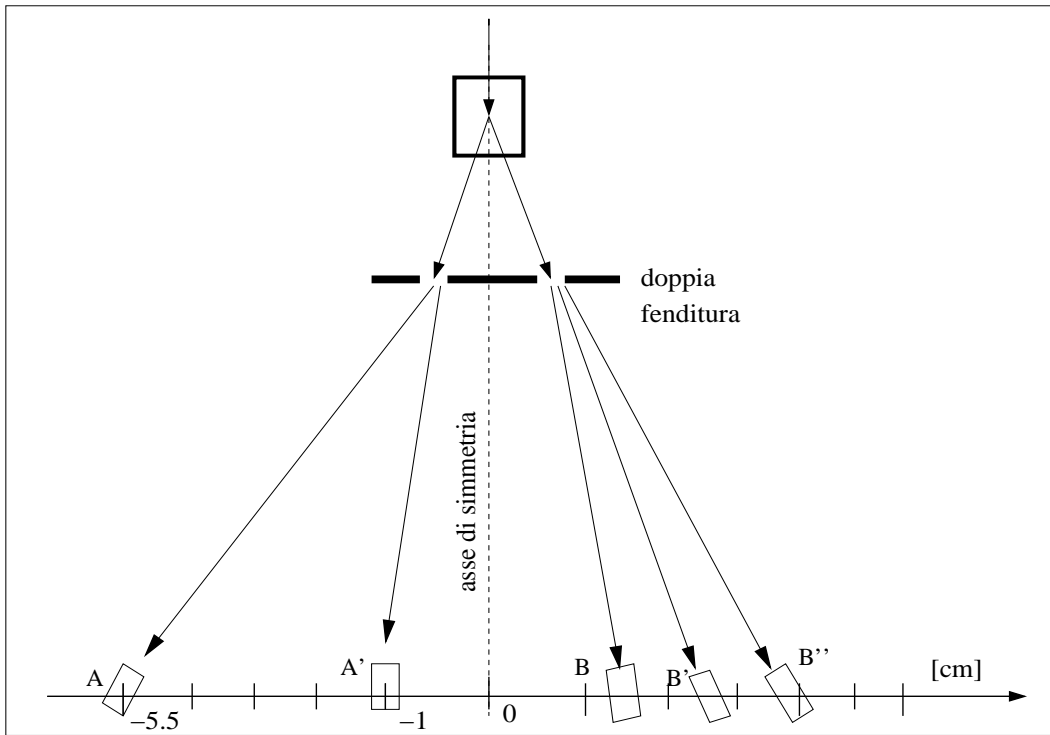


**Figura 21** Schema geometrico relativo al modello quantistico standard adottato per la propagazione della radiazione trasmessa attraverso una doppia fenditura.

**Figura 22** *Mappa bidimensionale della densità di probabilità di rilevazione congiunta di una coppia di fotoni entangled in funzione delle posizioni dei rilevatori secondo il modello quantistico standard. Le zone in rosso corrispondono ai massimi, quelle in blu ai minimi.*

**Figura 23** *Rappresentazione tridimensionale della densità di probabilità di rilevazione congiunta di una coppia di fotoni entangled in funzione delle posizioni dei rilevatori secondo il modello quantistico standard.*

### 3.10 Acquisizione ed analisi dati



**Figura 24** Schema indicativo della posizione dei fotorivelatori ( $A$  e  $B$ ) in funzione dell'asse di simmetria della doppia fenditura, il quale individua la posizione zero degli apparati di rilevazione. Le posizioni a sinistra di tale asse hanno segno negativo, positive quelle a destra.

Con riferimento alla figura 24, i fotorivelatori sono indicati con le lettere  $A$  e  $B$ , gli apici denotano posizioni successive.

L'asse di simmetria della doppia fenditura individua la posizione zero degli apparati di rilevazione e divide in due parti il piano su cui giacciono i fasci con lunghezza d'onda  $702 \text{ nm}$  utilizzati per l'esperimento. Le posizioni a sinistra di tale asse hanno segno negativo, quelle a destra sono positive.

La scansione della figura di interferenza è realizzata mantenendo il dispositivo

di rilevazione di sinistra fisso e traslando il secondo di una distanza che dipende dal dettaglio con cui si vuole effettuare l'analisi, la rotazione necessaria al fine di mantenere il rivelatore puntato verso il cristallo è calcolata in modo opportuno.

Al fine di tenere conto di un significativo rumore di fondo (dovuto a coincidenze casuali) per le coincidenze si è considerato il loro valore ‘*effettivo*’ valutato come differenza tra i dati acquisiti quando la finestra temporale del TAC-SCA è centrata sul picco e quelli presi ritardando la catena elettronica di misurazione di 16 ns.

### 3.10.1 Fenomeno di deriva

In fase di acquisizione dati si è osservato un fenomeno di *deriva*: pur non modificando nulla nella configurazione sperimentale, cioè lasciando invariata la posizione dei fotorivelatori e l'orientazione del cristallo, si nota una variazione del numero di conteggi su singolo canale e relativo alle coincidenze. Le cause possono essere di diversa natura: la potenza del laser dopo molte ore di lavoro può diminuire; la polarizzazione del fascio prodotto può cambiare nel tempo; il cristallo di  $LiO_3$ , in cui viene iniettato il laser può deteriorarsi e quindi possono variare le sue caratteristiche fisiche da cui dipende la fluorescenza parametrica.

A causa della deriva del laser non si graficano le coincidenze rilevate in funzione della posizione del rivelatore, ma quelle che definiamo *coincidenze corrette* valutate moltiplicando il rapporto tra le coincidenze effettive e i conteggi effettivi di A per la media di tutti i conteggi effettivi, rilevati durante l'intera scansione, dello stesso rivelatore.



### 3.10.2 Analisi della figura di diffrazione e di interferenza.

Lo studio della figura di interferenza e di diffrazione prodotta dai fotoni si è articolato in tre fasi.

In una prima fase il rilevatore di sinistra è stato posizionato a -5.5 cm (con riferimento alla figura 24), mentre il destro è stato traslato con passi da 1 cm e ruotato di un angolo opportunamente valutato. Raggiunta la posizione voluta si è proceduto con la presa dati, della durata di mezz'ora, sia per il segnale che per il fondo. Tali valori sono stati riportati sul grafico in fig. 27, e sono riferiti ad un tempo di acquisizione di 10 minuti. L'incertezza sulle posizioni è stata valutata pari a 6 mm, sulla base di quanto verificato durante la taratura dell'apparato sperimentale.

La curva che riproduce le previsioni teoriche della meccanica quantistica standard viene normalizzata ai punti sperimentali. Il grafico riportato in fig. 27 mostra l'accordo esistente tra le previsioni della MQS e l'esperimento. In questa configurazione sperimentale non è possibile apprezzare il contributo dovuto all'interferenza a causa dell'iride troppo larga rispetto al periodo dell'interferenza stessa. Il confronto di questi dati con il calcolo svolto da P.Ghose [8] verrà discusso nel capitolo 4.

In una seconda fase si è posizionato il fotorivelatore di sinistra a -1 cm (fig. 24) e si è ripetuta la stessa procedura già adottata nella precedente fase, con passi da 1 cm ed acquisizioni da 1 ora. I dati sperimentali (riportati in fig. 28) mostrano un perfetto accordo con le previsioni quantistiche, ma la configurazione sperimentale non consente ancora una valutazione dettagliata delle frange di interferenza al quarto ordine.

Con riferimento alla simulazione riportata in fig. 26 lo studio condotto nella prima fase equivale ad una analisi del profilo della curva in fig. 23 ottenuta sezionando la figura con un piano passante per l'asse I, nella seconda fase il piano passa per l'asse II.

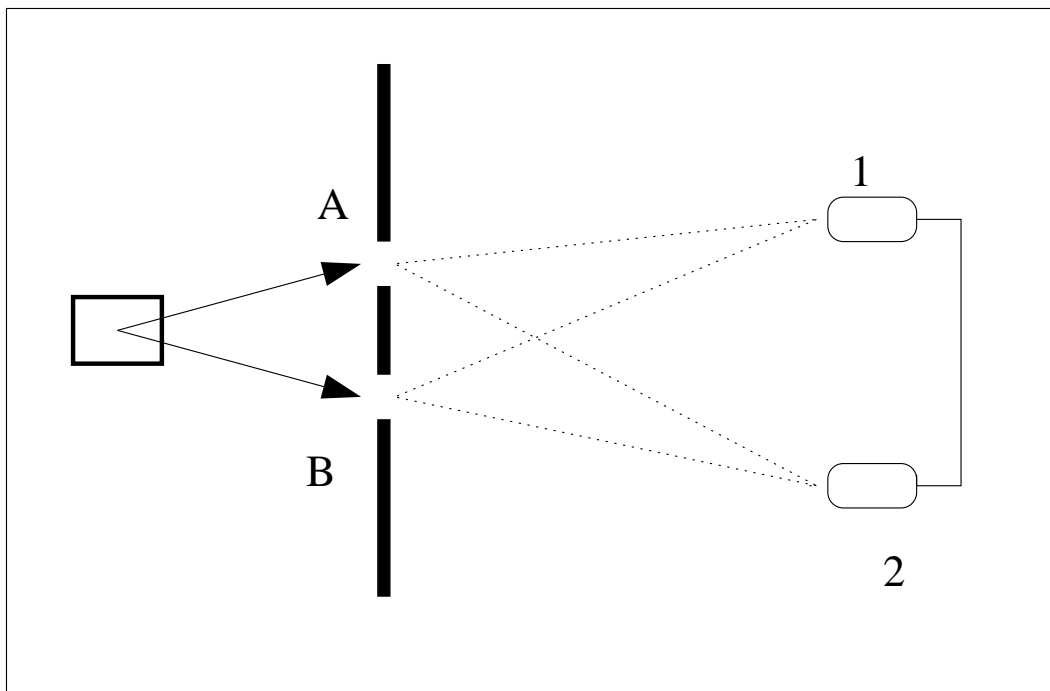
Nell'ultima fase è stata aggiunta un'iride, del diametro di 2 *mm* di fronte ai rilevatori al fine di ridurre l'angolo solido intercettato, consentendo una selezione spaziale tale da permettere un'analisi dettagliata della figura di interferenza al quarto ordine (fig. 29).

Come dimostrazione del fatto che si è realizzata la configurazione desiderata, in figura 30 è riportato il rapporto dei conteggi di singolo canale in funzione della distanza reciproca dei due fotorivelatori. Tale rapporto è, come atteso, costante e non mostra quindi interferenza al secondo ordine, ovvero, a livello di singolo fotone poichè la traiettoria del singolo quanto è perfettamente identificata (la fenditura attraversata è nota).

D'altro canto l'interferenza al quarto ordine, è chiaramente osservata (fig. 29). Essa è dovuta al pacchetto bifotonico nel suo complesso ed è valutata mediante le coincidenze prodotte dai fotoni correlati, ma a questo livello non è possibile determinare, con riferimento alla figura 25, se il fotone rilevato da un dispositivo (1 o 2) abbia attraversato una fenditura (A o B) o l'altra.

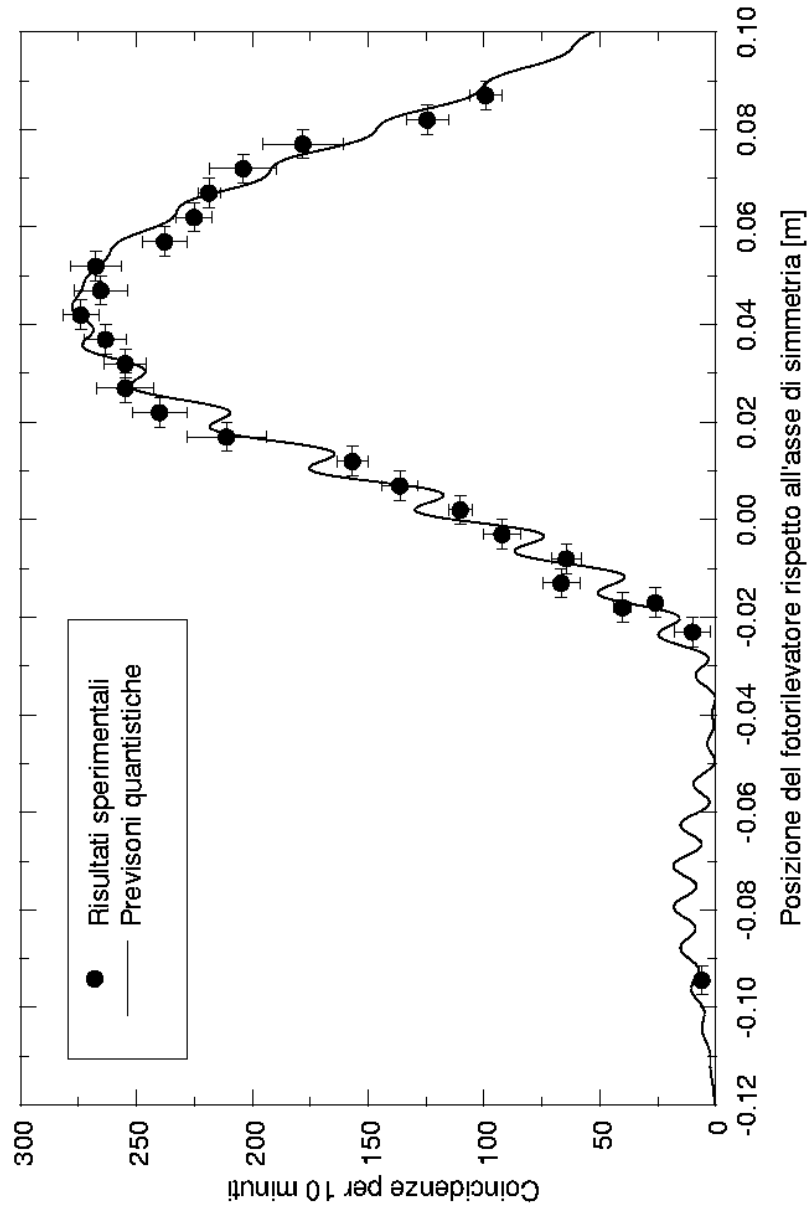
Il risultato così ottenuto è una dimostrazione del fatto che i campi bifotonici debbano essere considerati nel loro complesso e non come due singoli fotoni.

La figura di interferenza prevista dalla meccanica quantistica si adatta perfettamente ai dati sperimentali restituendo un  $\chi^2$  ridotto di 0.9.



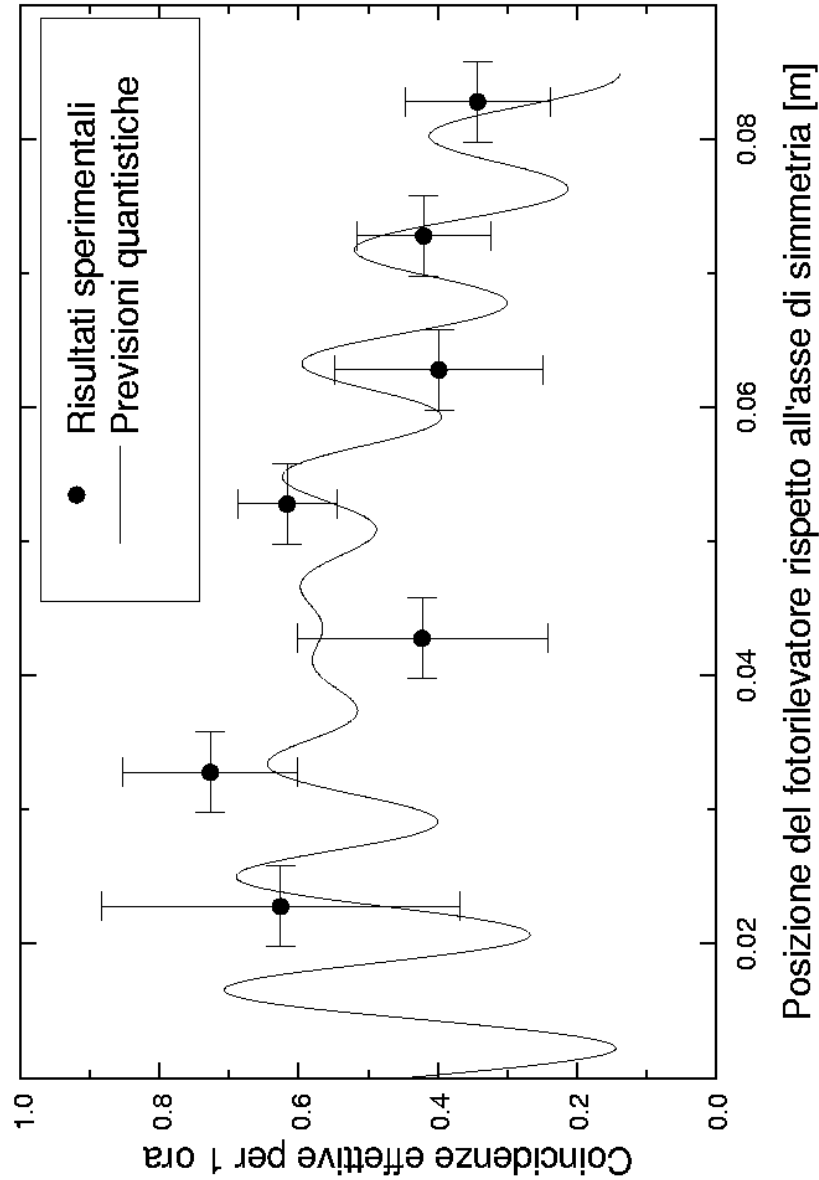
**Figura 25** Schema della configurazione sperimentale, ove per convenzione si indicano con le lettere *A* e *B* le aperture della doppia fenditura e con *1* e *2* i fotorivelatori.

**Figura 26** *Lo studio condotto nella prima fase della nostra esperienza equivale ad una analisi del profilo della rappresentazione tridimensionale della densità di probabilità di rilevazione congiunta di una coppia di fotoni entangled (riportato in fig. 23) ottenuto sezionando la figura con un piano passante per l'asse I. Nella seconda fase, tale piano passa per l'asse II.*

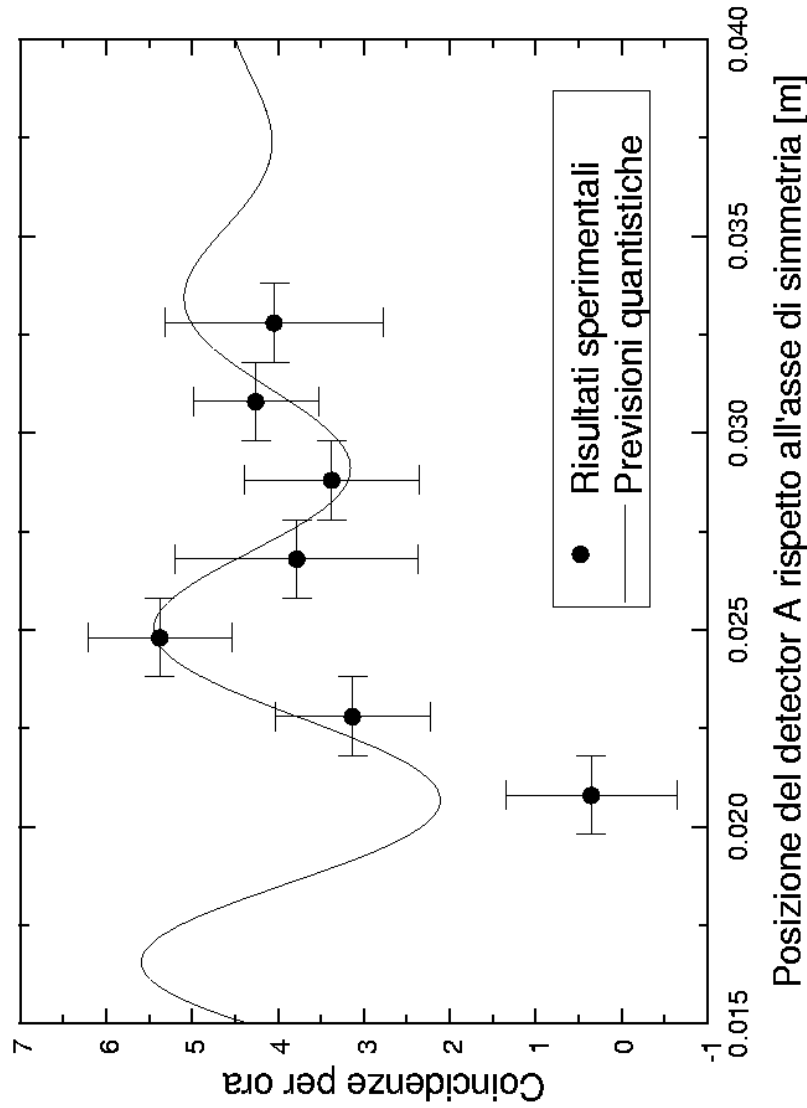


**Figura 27** *Profilo della figura di diffrazione prodotta dal passaggio di due fotoni entangled, di lunghezza d'onda 702 nm, attraverso una doppia fenditura, ognuno per una determinata apertura.*

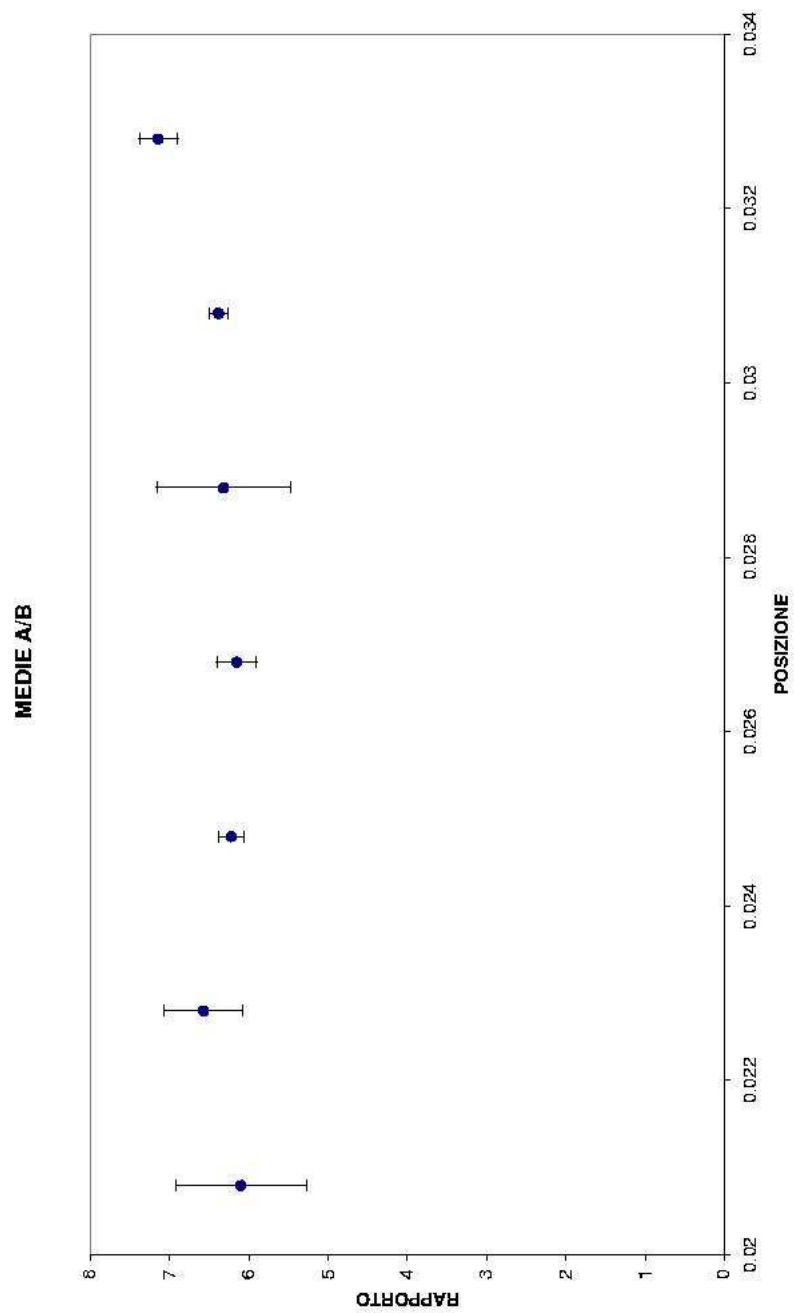
*Le previsioni quantistiche prevedono la presenza di un picco principale e di uno secondario. Tale profilo può essere ricavato dalla figura 23 sezionando con il piano I indicato in figura 26.*



**Figura 28** *Profilo della figura di interferenza al quarto ordine prodotta dal passaggio di due fotoni entangled, di lunghezza d'onda 702 nm, attraverso una doppia fenditura, ognuno per una determinata apertura. Tale profilo può essere ricavato dalla figura 23 sezionando con il piano II indicato in figura 26. La configurazione sperimentale non consente ancora una valutazione dettagliata delle frange di interferenza.*



**Figura 29** *Profilo della figura di interferenza al quarto ordine prodotta dal passaggio di due fotoni entangled, di lunghezza d'onda 702 nm, attraverso una doppia fenditura, ognuno per una determinata apertura. Tale profilo può essere ricavato dalla figura 23 sezionando con il piano II indicato in figura 26. La configurazione sperimentale consente una valutazione sufficientemente dettagliata delle frange di interferenza.*



**Figura 30** Rapporto dei conteggi di singolo canale in funzione della distanza reciproca dei due fotorivelatori. L'andamento sostanzialmente costante di tali valori mostra un'assenza del fenomeno dell'interferenza al secondo ordine.



## Capitolo 4

# Confronto fra dBB e SQM

In meccanica quantistica ad una particella è associata una funzione d'onda  $\psi$  che fornisce una descrizione completa del sistema la cui evoluzione temporale, in una trattazione non-relativistica, è data dall' **equazione di Schrödinger**:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi \quad (4.1)$$

Poichè tale equazione è lineare ed omogenea le soluzioni formano uno spazio vettoriale lineare, quindi normalizzabili, e soddisfano il **principio di sovrapposizione**: se  $\psi_1$  e  $\psi_2$  sono soluzioni lo è anche una loro combinazione lineare:  $\psi = \alpha\psi_1 + \beta\psi_2$ .

Nell'interpretazione della scuola di Copenhagen  $\psi(t, \vec{x})$  è una ampiezza di probabilità da associarsi ad ogni singolo sistema fisico.

Le probabilità quantistiche non sono, quindi, quelle tipiche di un sistema statistico, ma sono legate alla natura intrinsecamente stocastica della teoria.

Qualora si effettui una misura la probabilità di trovare, all'istante  $t$  il sistema nell'elemento di volume  $dV$ , è determinata da  $\int_V |\psi(t, \vec{x})|^2 dV$ , dove  $|\psi(t, \vec{x})|^2$  è la densità di probabilità di posizione.

All'atto della misurazione si assiste, quindi, al **‘collasso della funzione d'on-**

**da'**<sup>1</sup>, ovvero al meccanismo per cui di tutte le soluzioni possibili solo una si realizza: quella corrispondente al risultato misurato. Tutto ciò, però, non accade con una modalità deterministica, ma stocastica: prima della misura il sistema ha solo una data probabilità che la funzione d'onda che lo descrive collassi in uno degli autostati dell'operatore associato all'osservabile fisica oggetto di studio (data dall'autovalore corrispondente).

Il principio del collasso della funzione d'onda, però, non è descritto all'interno del formalismo matematico della teoria e non è universalmente accettato nella comunità dei fisici a causa dei problemi concettuali che esso comporta.

Sorge, quindi, un dubbio di carattere interpretativo sulla completezza della teoria: la meccanica quantistica descrive i fenomeni in termini statistici perché la natura è intrinsecamente aleatoria oppure essa è il limite stocastico di una teoria deterministica; tale secondo punto di vista fu condiviso da Einstein con l'affermazione: **‘Dio non gioca a dadi con l’Universo’**.

Nel 1935 Einstein, Podolsky e Rosen, si posero il problema se la meccanica quantistica potesse essere considerata una teoria completa, a tal fine definirono il concetto di elemento di realtà nel modo seguente: *‘Se, senza perturbare in alcun modo il sistema, è possibile predire senza alcuna incertezza il valore di una quantità fisica, allora esiste un elemento di realtà fisica in corrispondenza di tale quantità’* [13].

A tale definizione è legato un esperimento ideale noto come **‘il paradosso EPR’** dalle iniziali dei tre collaboratori.

Al fine di dare un esempio specifico del loro ragionamento si espone la formulazione più semplice, ma equivalente, data da Bhom.

Si consideri uno stato di singoletto di due particelle di spin 1/2:

$$|\psi\rangle = \frac{|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

---

<sup>1</sup>Si parla anche di riduzione del pacchetto d'onda del quanto.

Dove  $|\uparrow\rangle$  e  $|\downarrow\rangle$  rappresentano una singola particella di spin orientato rispettivamente verso l'alto o verso il basso lungo l'asse  $z$  fissato ad arbitrio.

Si supponga che le due particelle siano separate spazialmente e si misuri la componente  $z$  dello spin della seconda particella. Quindi, la componente  $z$  della seconda particella è un elemento di realtà secondo la definizione precedente.

Si noti che lo stato di singoletto è invariante per rotazione rispetto l'asse  $z$  (analoghe considerazioni valgono per ogni altro asse), si può dunque concludere che ogni altra componente di spin della seconda particella è un elemento di realtà. Secondo la *SQM*, tuttavia, le componenti di spin lungo assi differenti sono osservabili incompatibili, alle quali non si può assegnare un valore definito allo stesso tempo: per tale motivo, secondo il ragionamento di Einstein, Podolsky e Rosen, segue che la *MQS* non può essere una teoria completa, in quanto non permette una predizione del valore di ogni elemento di realtà.

Dall'analisi dell'impossibilità di misurare contemporaneamente elementi di realtà distinti in meccanica quantistica Einstein, Podolsky e Rosen conclusero che questa non è una teoria completa, ma l'approssimazione di una teoria deterministica ove tutte le osservabili hanno valori fissati da variabili nascoste, ponendo, quindi, le basi di quelle che sono note come teorie a variabili nascoste (indicate brevemente con **HVT**) che possono essere locali e non.

Nel 1964 il fisico irlandese John Stewart Bell ricava delle **disuguaglianze** (teorema **di Bell**) che sono violate dalla meccanica quantistica e non dalle teorie a variabili nascoste *locali*, offrendo un criterio per distinguere sperimentalmente le due teorie.

Negli anni '80 presso i laboratori di Orsay a Parigi, un gruppo di fisici guidati da Alain Aspect realizzò degli esperimenti, basati sulle disuguaglianze di Bell, che dimostrarono l'indeterminazione intrinseca della natura <sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup> Già nel 1932 Johannes von Neumann aveva escluso l'idea di teorie a variabili nascoste,

Tale lavoro portò all'eliminazione dell'ipotesi di *teorie a variabili nascoste locali*<sup>3</sup>. Esistono, però, teorie a variabili nascoste non locali, per le quali le disuguaglianze di Bell non valgono e che possono essere oggetto di studio, la **teoria di de Broglie-Bhom**, oggetto di verifica della presente tesi, ne è un esempio interessante.

La principale difficoltà che si incontra nel realizzare un esperimento al fine di distinguere la MQS dalle HVT è dovuto al fatto che le teorie alternative alla meccanica quantistica, costruite per spiegare in modo differente la natura dei fenomeni fisici, devono riprodurre gli stessi risultati sperimentali e quindi risultano indistinguibili all'atto pratico. Tuttavia, un recente lavoro condotto da un gruppo di fisici indiani, guidati dal prof. P.Ghose, prevede delle condizioni in cui la Meccanica Quantistica Standard (nel seguito SQM) e la teoria di de Broglie - Bhom (dBB) conducono a risultati diversi.

Prima di entrare nel dettaglio di tale proposta occorre fornire alcuni cenni sulla teoria di de Broglie-Bhom.

## 4.1 Teoria di de Broglie-Bhom

La duplice natura ondulatoria e corpuscolare della natura, per de Broglie è concreta e non solo un modo di presentarsi dei fenomeni: un'onda *reale* accompagna davvero il moto della particella e la guida, questo è il concetto di **onda pilota**. A queste conclusioni de Broglie arriva enfatizzando il limite classico dell'equazione di Schrödinger, nel tentativo di conservare il determinismo delle leggi fisiche accanto ad una interpretazione statistica emergente, ma tale idea viene bloccata sul nascere, principalmente per le critiche di Pauli. Al Quinto ma le sue conclusioni nascevano da ipotesi eccessivamente restrittive ed è per questo che tali possibilità venne successivamente ripresa in considerazione.

---

<sup>3</sup> Salvo l'ipotesi aggiuntiva di aver misurato un campione fedele di quello complessivo, necessaria a causa della bassa efficienza di rilevazione.

Congresso di Solvay, tenutosi a Bruxelles dal 24 al 29 ottobre 1927, si sancisce l'interpretazione stocastica delle soluzioni dell'equazione di Schrödinger.

L'idea di una teoria a variabili nascoste, inizialmente introdotta da Einstein, Podolsky e Rosen, criticata da Johannes von Neumann viene successivamente ripresa da David Bohm nel 1951. Egli, pur ammettendo che la tradizionale visione della SQM sia coerente, non vuole escludere la possibilità che esistano altre interpretazioni, che potrebbero essere in grado di recuperare, in linea di principio, una descrizione causale di tutti i processi fisici.

Quando, nel 1951, David Bohm riprende il concetto di onda guida, introdotta da de Broglie, sviluppa la sua teoria in un contesto in cui per i fermioni si ha una concezione corpuscolare, mentre per i bosoni si adotta una descrizione ondulatoria.

Questa teoria è un particolare esempio di HVT non-locale dove la variabile nascosta è la posizione della particella.

Seguendo una procedura analoga a quella dell'approssimazione semiclassica del metodo **WKB** si considera una funzione d'onda descritta in forma polare nel seguente modo:

$$\psi(\vec{r}, t) = R(\vec{r}, t) \cdot e^{\frac{i}{\hbar} S(\vec{r}, t)} \quad (4.3)$$

Inserita nell'equazione di Schrodinger:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}; t)}{\partial t} = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right] \Psi(\vec{r}; t) \quad (4.4)$$

dove  $V$  è il potenziale classico, separando parte reale e parte immaginaria, si ottengono le seguenti due equazioni:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V + Q = 0$$

(eq. di diffusione nella forma di eq. di H.J.)

(4.5)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{m} \nabla (\rho \vec{v}) = 0$$

(eq. di continuità)

(4.6)

dove si è posto:

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta R}{R}$$
(4.7)

$$\rho = |\Psi|^2 = R^2$$
(4.8)

$$\vec{v} = \nabla S$$
(4.9)

Se  $V$  è il potenziale classico,  $Q$  può essere considerato come un potenziale quanto-meccanico che dipende dall'ampiezza  $R$  della funzione d'onda  $\psi$ , da cui segue il carattere non locale della teoria: una variazione del potenziale in un punto dello spazio modifica istantaneamente la funzione d'onda che descrive l'intero sistema.

Sono questi due potenziali che determinano la traiettoria delle particelle secondo la legge di evoluzione:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\nabla(V + Q)$$
(4.10)

Noto il potenziale quanto-meccanico è possibile, risolvendo l'eq. 4.10, graficare le traiettorie seguite dalle particelle.

Lo stesso Bhom propose un esperimento, al fine di applicare il formalismo introdotto, basato sulla tecnica dell'interferometro di Young. Si consideri il caso di una doppia fenditura, la quale è descritta dal potenziale riportato in fig. 31. Si faccia l'ipotesi di utilizzare particelle classicamente caratterizzate da una posizione ben definita.

Per calcolare le traiettorie è sufficiente risolvere l'eq. 4.10 col potenziale considerato (fig. 31).

Se la distribuzione delle posizioni iniziali delle particelle è data da

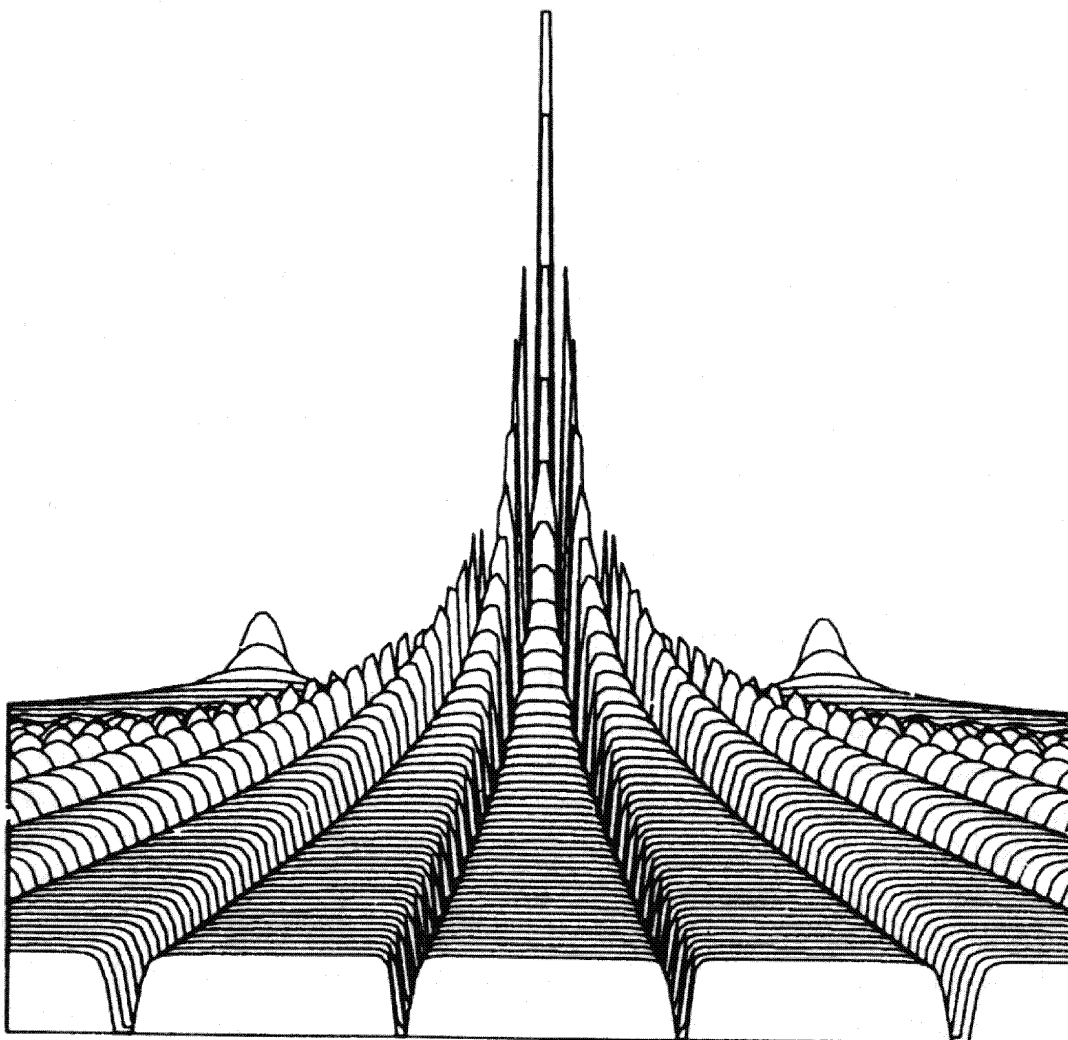
$|\psi(x, t = 0)|^2$ , tale risultato riproduce quello della MQS per una popolazione di particelle descritte dalla funzione d'onda iniziale  $\psi(x, t = 0)$ .

Il risultato è riportato in fig. 32.

Nella versione iniziale della dBB fermioni e bosoni erano dunque descritti in maniere diverse, i primi come particelle dotate di traiettoria i secondo come campi classici. Recentemente si è dimostrato che, utilizzando il formalismo di Kemmer-Duffin-Harishchandra [9], è possibile costruire una meccanica quantistica relativistica per bosoni che conservi una quadri-corrente di probabilità con la componente temporale definita positiva. Ciò permette di definire delle traiettorie anche per tali particelle.

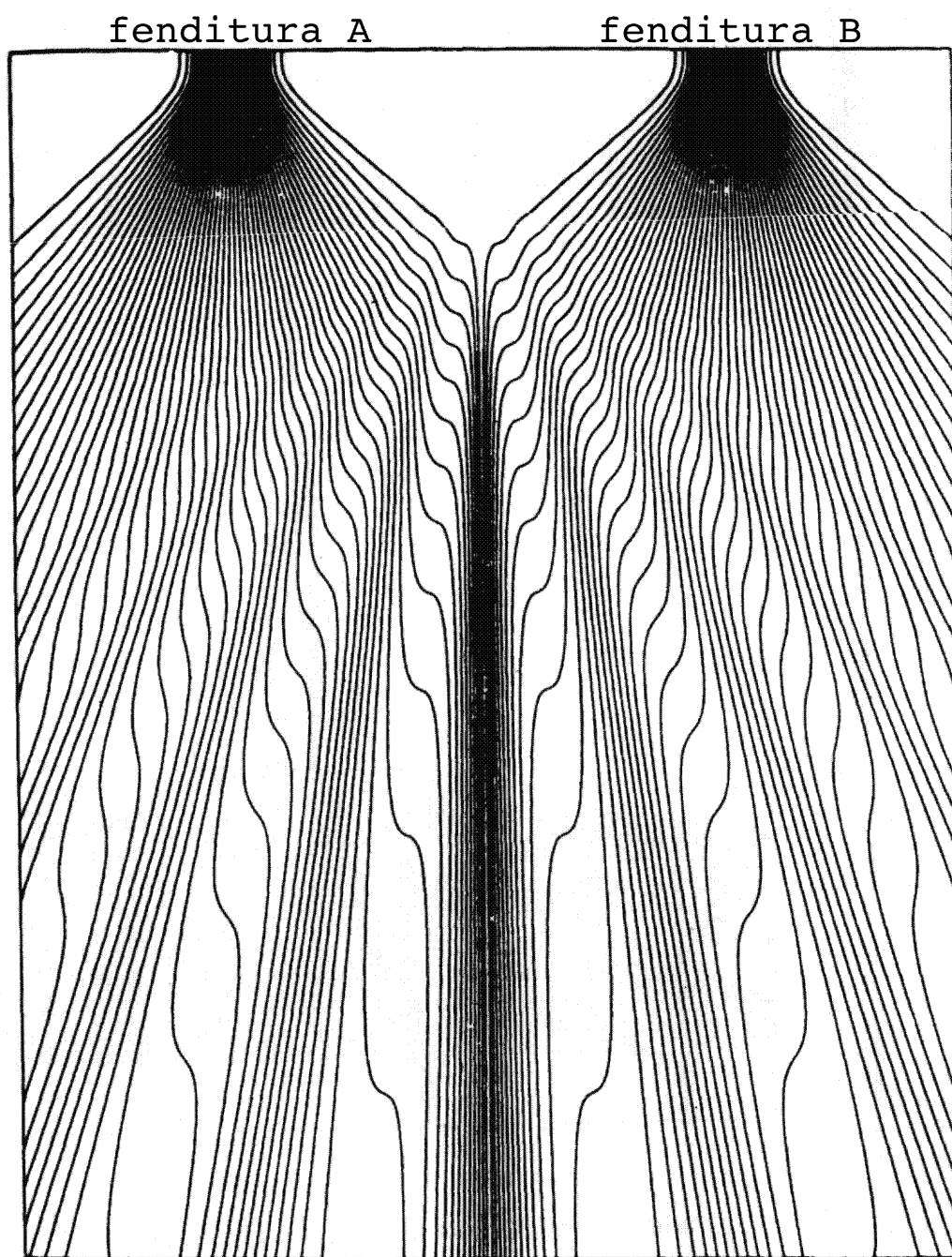
Si può quindi tornare ad una descrizione 'unificata' di bosoni e fermioni anche nello schema dBB.

Come accennato precedentemente, è stata avanzata, recentemente, la proposta di un possibile confronto tra la MQ e la dBB [8], che descriverò nel paragrafo seguente.



**Figura 31** *Potenziale quantistico associato ad una doppia fenditura.*





**Figura 32** *Traiettorie seguite dalle particelle che attraversano una doppia fenditura secondo la meccanica di Bohm.*

## 4.2 Differenze tra dBB e SQM

In questo capitolo descriverò la proposta di P.Ghose per effettuare un confronto sperimentale tra la dBB e la SQM. Per tale fine è necessario introdurre alcune nozioni sui sistemi dinamici.

### 4.2.1 Ergodicità in SQM e dBB

Il carattere non ergodico di un sistema dinamico è strettamente legato alla differenza che esiste tra media spaziale e media temporale.

La media spaziale di una funzione  $F$  a valori complessi su  $M$  è così definita:

$$\bar{F} = \int_M \rho(q, p) F(q, p) dq dp \quad , \quad \int \rho(q, p) dq dp = 1 \quad (4.11)$$

La media temporale è data da:

$$F^* = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} F(\phi_t^n q) \quad (4.12)$$

Dove  $q$  e  $p$  indicano l'insieme di coordinate e impulso,  $\rho(q, p) dq dp$  è la misura definita nello spazio delle fasi e  $\phi_t : M \rightarrow M$  è una mappa ad un parametro (il tempo) consistente in un gruppo di misure che preservano il diffeomorfismo.

Nell'ambito della teoria dei sistemi dinamici esiste un teorema che mette in relazione l'ergodicità con le medie precedentemente definite.

**Teorema: 1** ‘Se un sistema dinamico è ergodico allora le medie spaziali e temporali, di ogni funzione  $F$  a valori complessi su  $M$ , esistono e sono identiche; se il sistema dinamico è non ergodico ciò non può accadere.’

Partendo da tali definizioni, nel lavoro teorico di ref.[9] si dimostrano i seguenti punti che conducono ad una condizione che distingue la MQS dalla dBB.

1. Tutte le HVT, quindi anche la dBB, sono costruite in modo da riprodurre i valori medi spaziali  $\bar{F}$  dell'osservabile  $F$  come calcoli in SQM

$$\bar{F}(dBB) \equiv \bar{F}(SQM) \quad (4.13)$$

2. Si può dimostrare che in SQM tutti i sistemi dinamici sono ergodici quindi sulla base del teorema 1:  $\bar{F}(SQM) \equiv F^*(SQM)$ .
3. Nella dBB, invece, esistono sistemi per i quali:  $\bar{F}(dBB) \neq F^*(dBB)$ , ovvero sono non ergodici.
4. Dalle precedenti tre relazioni segue che:  $F^*(dBB) \neq F^*(SQM)$ .

In sintesi si può concludere che:

$$\bar{F}(dBB) \equiv \bar{F}(SQM) \quad (1)$$

$$\nparallel (3) \quad \parallel (2)$$

$$F^*(dBB) \neq F^*(SQM) \quad (4)$$

Queste relazioni implicano che ponendosi in particolari condizioni (ed effettuando medie temporali e non spaziali) si possono osservare differenze fra le due teorie prese in esame, come espresso dalla relazione (4). Ciò ha condotto alla proposta [8] di uno schema sperimentale (descritto nel paragrafo successivo), che è stato realizzato nell'ambito della presente tesi.

### 4.2.2 Esperimento proposto

Con riferimento alla figura 33 e secondo i calcoli svolti in ref. [8], essendo i fotoni (1 e 2), che attraversano la doppia fenditura, particelle è possibile calcolare le loro velocità:  $\vec{v}_1$  e  $\vec{v}_2$ . In particolare, ciò che interessa è la somma vettoriale:  $\vec{v}_1 + \vec{v}_2$ . I quanti utilizzati per il nostro esperimento sono prodotti mediante fluorescenza parametrica e quindi (indicando con  $x$  di simmetria della doppia fenditura parallelo al fascio di pompa) si ha:

$$\vec{v}_{1y} + \vec{v}_{2y} = 0 \quad (4.14)$$

Dalla 4.14 (con riferimento alla figura 33) segue che per ogni istante  $t$  si ha:

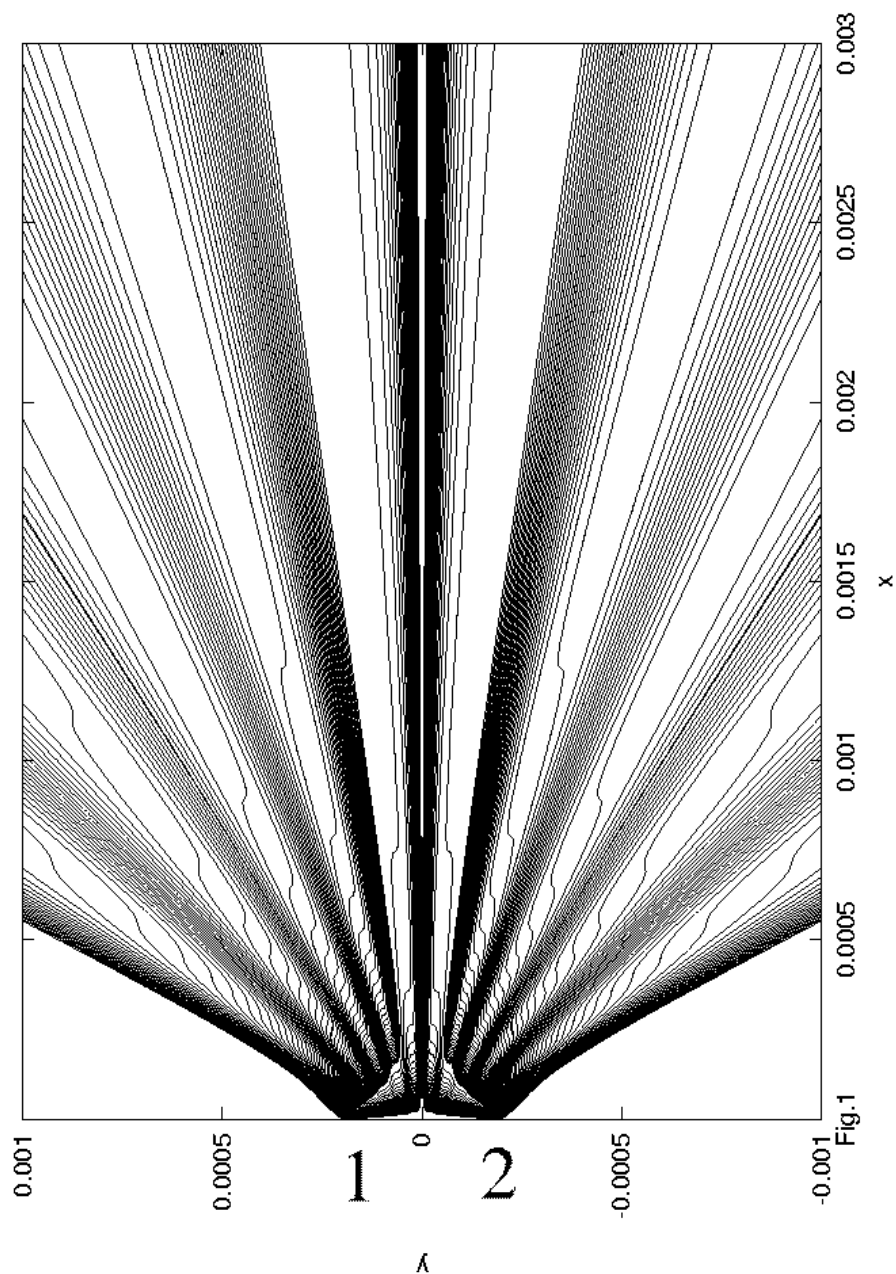
$$y_1(t) + y_2(t) = y_1(0) + y_2(0) \quad (4.15)$$

Se le posizioni iniziali delle due particelle sono simmetriche rispetto l'asse  $x$  (cioè  $y_1(0) + y_2(0) = 0$ ), allora esse non attraverseranno mai l'asse di simmetria poichè:

$$y_1(t) = -y_2(t) \quad (4.16)$$

Nella nostra esperienza i fotoni che attraversano la doppia fenditura, ognuno per una specifica fenditura, sono entangled e quindi il loro percorso può essere individuato mediante l'uso dell'apparato di rilevazione descritto nel paragrafo 3.4. Posizionando entrambi i fotorivelatori a sinistra o a destra dell'asse di simmetria  $y = 0$  in fig. 33 secondo le predizioni della dBB di ref. [8] non dovrebbero rilevarsi coincidenze in quanto tale evento implicherebbe che uno dei fotoni della coppia entangled abbia attraversato l'asse di simmetria della doppia fenditura.

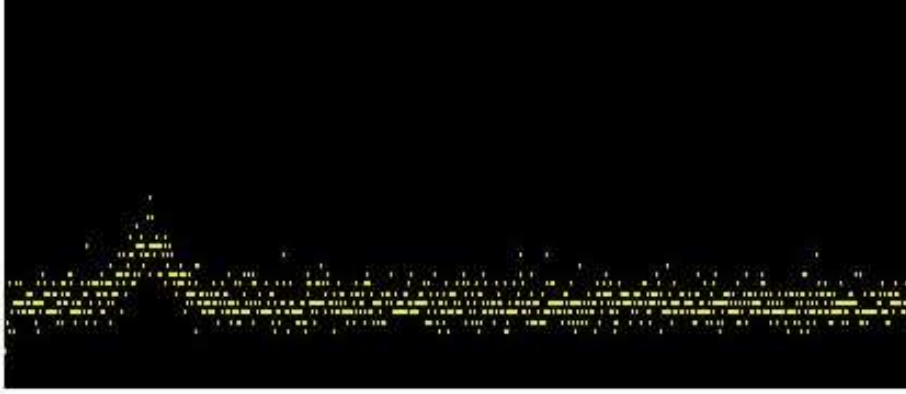
La MQS, invece, prevede un numero di coincidenze non nullo in questa configurazione, come illustrato precedentemente (la figura di interferenza al quarto ordine dovuta alle coincidenze non si annulla).



**Figura 33** *Traiettorie previste dalla meccanica di Bhom secondo ref.[8] seguite dalle particelle che attraversano una doppia fenditura, ognuna in una specifica*

### 4.3 Risultati sperimentali

Durante la prima scansione della figura di diffrazione si è raggiunta una configurazione in cui (con riferimento alla figura 24) il fotorivelatore A si trova a -5.5 cm il B a -1.7 cm <sup>4</sup>. I due apparati di rilevazione sono entrambi nello stesso semipiano, quindi, per [8] e [9] non dovrebbero essere rilevate coincidenze per la MQS, cioè, invece, è possibile. Dopo 35 acquisizioni da 30 minuti ciascuna si sono ottenuti  $78 \pm 10$  coincidenze: tale risultato è perfettamente compatibile con la MQS, ma è in contrasto con le predizioni di [8] per la dBB di quasi 8 deviazioni standard.



**Figura 34** Immagine del picco di coincidenze restituito dal multicanale con i fotorivelatori a -5.5 cm il sinistro e -1.7 cm il destro. In questa configurazione, nella teoria di dBB secondo i calcoli di P.Ghose [8] non si dovrebbe osservare nessun picco.

La MQS prevede anche un picco secondario di coincidenze sempre dentro alla regione ove la dBB prevede nessuna coincidenza, ma con i fotorivelatori

---

<sup>4</sup> Le distanze rispetto l'asse di simmetria sono riferite all'asse ottico delle lenti montate sul fotorivelatore.

ancora più distanti dall'asse di simmetria della doppia fenditura. Tale picco è stato misurato posizionando il fotorivelatore A a -11.7 cm ed il B a -4.4 cm. In questa posizione si sono registrate  $41 \pm 14$  coincidenze, dopo 17 acquisizioni da 1 ora.

Questi dati sono stati raccolti posizionando i rilevatori sempre nella regione in cui secondo la ref. [8] le coincidenze rilevabili dovrebbero essere nulle.

Essi sono quindi perfettamente compatibili con la SQM, ma pongono uno stringente limite sulla validità della teoria dBB alla base dei calcoli di ref.[8].

## 4.4 Considerazioni sull'esperimento

I risultati ottenuti nel nostro esperimento, riguardante il confronto fra dBB e SQM, hanno suscitato un certo clamore nel mondo della ricerca scientifica.

Ad esempio tale lavoro è stato oggetto di un articolo su una rivista divulgativa [11]. Numerosi commenti sono poi apparsi, alcuni di essi contenenti dubbi sulla validità della proposta di ref. [8].

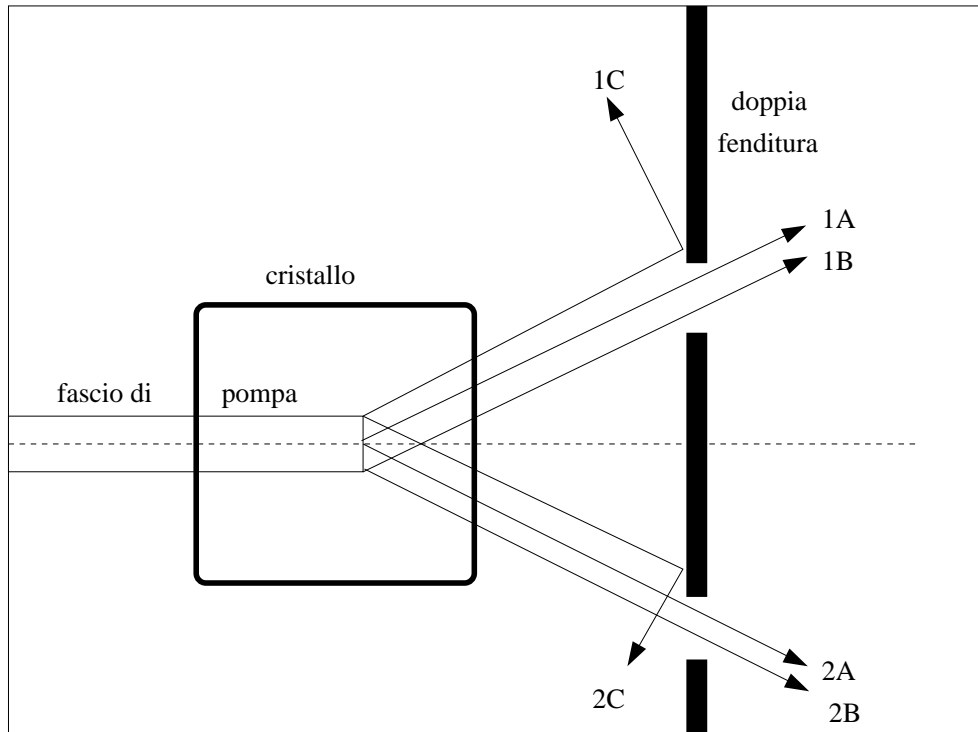
Una prima critica è stata pronunciata da Antony Valentini (Imperial College, Londra), i cui dubbi riguardano la non certezza sulla possibilità che i fotoni (che attraversano le due fenditure simultaneamente) siano effettivamente prodotti nello stesso punto del cristallo. A tale osservazione è stato risposto evidenziando il fatto che per costruzione (vedi capitolo 3.4) l'esperimento seleziona solo coppie i cui fotoni costituenti siano indirizzati verso una ben precisa fenditura. Coppie prodotte in altre zone del cristallo non verificano tale condizione e contribuiscono alla formazione di rumore di fondo (che può essere stimato, come illustrato nel paragrafo 3.6.2) durante l'acquisizione dati.

Più genericamente alcuni altri sostenitori della teoria dBB [14] hanno affermato che le due teorie (SQM e dBB) devono essere equivalenti 'per costruzione' e quindi dev'esservi un errore nella proposta teorica di ref.[8]. Tuttavia tale



errore non è stato sinora identificato.

In conclusione, i risultati del nostro esperimento confermano pertanto la SQM e contraddicono i risultati della dBB (almeno nella versione in cui i fotoni siano trattati come particelle) di ref.[8], sollecitando una chiarificazione definitiva della validità della meccanica quantistica standard.



**Figura 35** Geometria delle traiettorie delle coppie di fotoni correlati emessi per fluorescenza parametrica.

*Iniettando un fascio di pompa nel cristallo  $\text{LiO}_3$  si generano, per fluorescenza parametrica, coppie di fotoni entangled; il diametro di tale fascio, però, non è nullo, a seconda delle ottiche utilizzate può essere di 1mm o 2mm, quindi la produzione di coppia non avviene in un punto bensì in una regione spaziale finita.*

# Appendice A

## looptest.pas

```
program C842UT4;          (* intestazione: consiste nel nome del programma  *)

uses crt, qfl360 ;        (* indica la libreria cui fare riferimento,
                           cioè: qfl360 *)

var                        (* definisco le variabili: *)
    rep    : string;      (* rep : è una stringa *)
    i      : integer;     (* i      : è un intero ,lo uso per contare i loop *)
                                (* il campo di variabilità è: da -32768 a 32768 *)
    status: integer;      (* status: è un intero *)
    A      : longint;     (* A      : è un intero lungo *)
                                (* variabilità è: da -2147483648 a 2147483647 *)
    B      : longint;     (* B      : è un intero lungo *)
    L      : longint;     (* L      : è un intero lungo *)
    t      : real;        (* t      : è un numero reale *)
    r      : real;        (* r      : è un numero reale *)

begin
```

```

clrscr;                                (* sta per clear screen:
                                         cancella lo sfondo quando compare il DOS      *)
Set_BaseAddress(210); (* definisce la board address:
                                         dice al turbo pascal dove può mettere in memoria
                                         nella RAM i suoi dati
                                         in questo caso dall'indirizzo 210 in poi      *)

MaxAxis := Axis_Installed; (* sono comandi che fanno                                *)
status := InitBoard(9);    (* riferimento a indicazioni                             *)
{Init_LS(0,0,0,0);}        (* presenti nella libreria qfl360                       *)

if autodetect = -1 then begin (* se il comando autodetect
                               definito nelle librerie, vale -1 allora *)
                               (* scrivi questa frase                             *)
    writeln('ERROR: at least one limit switch was hit');
    halt;                      (* e poi fermati                                  *)
end;

InitAxis(1);                    (* sono comandi                                *)
InitAxis(2);                    (* che fanno riferimento                             *)
if MaxAxis > 2 then begin        (* a indicazioni                                    *)
    InitAxis(3);                (* presenti nella                                    *)
    InitAxis(4);                (* libreria qfl360                                    *)
end;

(*****)
(* Fare dei loop stoppati con indicazione della posizione : *)
(*****)

```

```

execute(1,sv,176470,rep);      (* velocità di settaggio del traslatore      *)
execute(2,sv,250000,rep);      (* velocità di settaggio del rotatore      *)

for i:=1 to 2 do begin          (* imposto 2 loop                      *)

writeln('STO TRASLANDO');      (* scrivi : " STO TRASLANDO "          *)
t :=10 ;                       (* passo della traslazione in mm        *)
A :=round((17647059/150)*t);    (* trasforma t in conteggi              *)

execute(1,MR,A,rep);            (* muovi il motore n1 per A conteggi relativi *)
execute(0,tp,0,rep);            (* leggi tutte le 4 posizioni            *)
execute(0,ws,0,rep);            (* aspetta che tutti i motori siano fermi *)

writeln('STO RUOTANDO');       (* scrivi : " STO RUOTANDO "           *)
L :=500;                       (* imposto la distanza contatore-sorgente
                                in mm*)
r :=arctan(t/L) ;              (* calcola l'angolo di rotazione
                                in funzione della posizione *)
B :=round((10671111/(2*pi))*r);(* trasforma l'angolo di rotazione in conteggi*)
execute(2,MR,B,rep);            (* muovi il motore n2 per B conteggi relativi *)
execute(0,tp,0,rep);            (* leggi tutte le 4 posizioni            *)
execute(0,ws,0,rep);            (* aspetta che tutti i motori siano fermi *)

writeln('STO CONTANDO');       (* scrivi : " STO CONTANDO "           *)
delay(1500);                   (* aspetta 1500 frquenze di clock       *)
                                execute(0,ws,0,rep);
                                (* aspetta che tutti i motori siano fermi *)

```



# Appendice B

## quad.pas

```
program M974;
uses strings, wincrt, wintypes, winprocs;

const
    ComName: String = 'COM1';
    InQueue: Word = 128;
    OutQueue: Word = 128;
    ModeDef: String = 'COM1:9600,e,8,1';

var
    Dcb, DcbChk : TDCB;
    ComId : Integer;
    Status : Integer;
    (* Definizione di variabili Null Terminated Strings
    da utilizzare
    nelle funzioni BuilCommState e SetCommState*)
    N_ComName : array[0..80] of Char;
```

```
    N_ModeDef : array[0..80] of Char;
    N_TxBuffer : array[0..80] of Char;
    N_RxBuffer : array[0..80] of Char;
    TxLen : Integer;
    Command : String;
    Answer : String;
    StartTime : LongInt;

begin

    (* Apertura/impostazione int. seriale *)
    StrPCopy(N_ComName, ComName);
    ComId := OpenComm(N_ComName, InQueue, OutQueue);
    if ComId < 0 then
    begin
        writeln('OpenComm() fallita!');
        Exit
    end;
    writeln('OpenComm() OK: ', ComId);

    (* BuildCommDCB() imposta l'Id del Dcb al ComId
       ricavato da N_ModeDef *)
    StrPCopy(N_ModeDef, ModeDef);
    Status := BuildCommDCB(N_ModeDef, Dcb);
    if Status < 0 then
    begin
        writeln('BuildCommDCB() fallita');
        Exit
    end;
```

```
end;
writeln('BuildCommDCB() OK');

(* Solo per controllo *)
writeln('  BaudRate=', Dcb.BaudRate);
writeln('  ByteSize=', Dcb.ByteSize);

Status := SetCommState(Dcb);
if Status < 0 then
begin
    writeln('SetCommState() fallita!');
    Exit
end;
writeln('SetCommState() OK');

(* Solo per controllo *)
Status := GetCommState(ComId, DcbChk);
if Status < 0 then
begin
    writeln('GetCommState() fallita!');
    Exit
end;
writeln('GetCommState() OK');
writeln('  BaudRate=', DcbChk.BaudRate);
writeln('  ByteSize=', DcbChk.ByteSize);

repeat
    write('Comando? '); readln(Command);
```



```
(* Inserire READ/WRITE qui *)
StrPCopy(N_TxBuffer, Command + Chr(10));
TxLen := StrLen(N_TxBuffer);

Status := WriteComm(ComId, N_TxBuffer, TxLen);
if Status <> TxLen then
begin
    writeln('WriteComm() fallita, Status=', Status, 'TxLen=', TxLen);
end;

(* Attenzione che GetTickCount va in overflow
   dopo 49 giorni circa dall'inizio di attività continuativa
   del sistema operativo Windows,
   ovvero dopo circa 4.233.600.000 millisecondi *)

StartTime := GetTickCount;
Answer := '';
repeat
    Status := ReadComm(ComId, N_RxBuffer, 80);
    if Status >= 0 then
    begin
        N_RxBuffer[Status] := Chr(0);
        if Status > 0 then Answer := Answer + StrPas(N_RxBuffer);
    end
until GetTickCount - StartTime > 1000;

(* Il controllo x-y > 1000 NON va bene in caso di overflow *)
```

```
        writeln('Risposta=', Answer);
until False;

(* Chiusura int. seriale *)
Status := CloseComm(ComId);
if Status < 0 then
begin
    writeln('CloseComm() fallita!');
    Exit
end;
writeln('CloseComm() OK');
end.
```

## Appendice C

Experimental realization of a first  
test of de Broglie-Bohm theory.

## Appendice D

An innovative biphotons double slit experiment.

## Appendice E

Is the last hope for certainty gone?

# Bibliografia

- [1] A.Hermann, *Teoria dei quanti di luce* ed. Newton, 1983.
- [2] G.Auletta, *Foundations and interpretation of quantum mechanics*, World Scientific, Singapore 2000, pag. 142.
- [3] E.J.S. Fonseca, C.H. Monken & Pàdua, *Measurement of the de Broglie Wavelength of a Multiphoton Wave Packet*, Phys.Rev. volume 82 numero 14, 23 March 1998.
- [4] A.F.Abouraddy, B.E.A.Saleh, A.V.Sergienko & M.C.Teich, *Double-slit interference of biphotons generated in spontaneous parametric downconversion from a thick crystal*, Journal of Optics B S50-S54, 10 January 2001.
- [5] P.H.S. Ribeiro, S. Pàdua, J.C. Machado da Silva & G.A.Barbosa, *Controlling the degree of visibility of Young's fringes with photon coincidence measurements*, Phys.Rev. vol.49 num.5, 6 Decembr 1993.
- [6] J.Rehacek, J.Perina, *Two-slit experiment with downconverted beams*, Optics Communications 125 (1996) 82-89, 7 November 1995.
- [7] D.V.Strekalov, A.V. Sergienko, D.N. Klyshko & Y.H.Shih, *Observation of Two-Photon 'Ghost' Interference and Diffraction*, Phys.Rev. vol.74 num.18, 11 August 1994.

- [8] Partha Ghose, *An experiment to distinguish between de Broglie-Bohm and standard quantum mechanics*, quant-ph/0003037 v2.
- [9] P.Ghose, A.S.Majumdar, S.Guha e J.Sau, *Bohmian trajectories for photons*, quant-ph/0102071 v2.
- [10] G.Brida, E.Cagliero, G.Falzetta, M.Genovese, M.Gramegna & C.Novero, *Experimental realization of a first test of de Broglie-Bohm theory*, Journal of Physic B, da pag.4751 a pag.4756, pubblicato il 8 novembre 2002.
- [11] J.Mullins *Is the last hope for certainty gone?*, Newscientist, pag.21, 20 luglio 2002.
- [12] G.Brida, M.Genovese, C.Novero, *An application of 2-photon entangled states to quantum metrology*, Journal of modern optics 47 (2000) 2099.
- [13] M.Genovese *Dispense delle lezioni sui fondamenti della meccanica quantistica*, anno 1999-2000
- [14] D.Bohm *A suggested interpretation of the quantum theory in terms of 'Hidden' variables* Phy. Rev. vol.85 n.2, 5 July 1951.
- [15] D.Z. Albert, *Bohm's alternative to quantum mechanics*, Scientific American, May 1994.
- [16] H.A.Bachor, *A guide to experiment in quantum optics*, Wiley-VCH.
- [17] D.Bohm Phys. Rev. 85, 166, 180 (1952).
- [18] D.Bohm, B.J.Hiley, *The Undivided Universe*, Routledge and Chapman & Hall, London, 1993.
- [19] G.Boniolo (a cura di), *Filosofia della fisica*, Bruno Mondadori, 1998.

- [20] G.Borsa, *Generazione di fotoni correlati mediante fluorescenza parametrica*, Tesi di laurea, relatore G.Rinaudo, corelatore C.Novero.
- [21] R.W.Boyd, *Nonlinear optics*, Accademic Press, 1999.
- [22] G.Brida, S.Castelletto, I.P.Degiovanni, M.Genovese, C.Novero, M.L.Rastello. *Towards an uncertainty budget in quantum efficiency measurement with parametric fluorescence*, Metrologia, 2000, 37, 629-632.
- [23] A.Einstein, B.Podolsky, N.Rosen, Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- [24] G.C.Ghirardi, A.Rimini, T.Weber, Lett. Nuov. Cim. 27 (1980) 293.
- [25] P.Ghose, *Foundations of quantum theory and quantum optics*, 1999/2000 (ed. Roy, S.M.)(Indian Accademy of sciences) 211 and quant-ph 0003037
- [26] P.Ghose, A.S.Majumdar, s.Guha and J.Sau, Phys. Lett. A 290, 205 (2001)
- [27] M.Golshani and o.Akhavan, J.Phys. A34, 5259 (2001)
- [28] M.Golshani, O.Akhavan, *Bhomian prediction about a two double-slit experiment and its disagreement with the standard quantum mechanics*, J.Phys. A 34 (2001) 5259-5268.
- [29] M.Golshani, O.Akhavan, quant-ph-0110123.
- [30] M.Golshani, O.Akhavan, quant-ph-0009040.
- [31] F.Guerra *The problem of the physical interpretation of Nelson stochastic mechanics as a model for quantum mechanics*, gennaio 1994.
- [32] F.Guerra *Introduction to Nelson stochastic mechanics as a model quantum mechanics*, ottobre 1994.
- [33] F.Guerra *Nelson stochastic mechanics and the interpretation of quantum mechanics*, agosto 1993.



- [34] M.Guidry, *Gauge field theories.An introduction with applications*, Wiley Science, 1999.
- [35] P.R.Holland, *Quantum theory of motion*, Cambridge University Press, 1993.
- [36] C.K.Hong & T.G.Noh, *Two-photon double-slit interference experiment*, Opt. Soc. pag. 1192 a pag. 1197, 12 November 1997.
- [37] N.Kemmer, Proc. Roy. Soc. A 173, 91 (1939).
- [38] Mandel and Wolf, *Optical coherence and quantum optics*, Cambridge Univerity Press, 1995.
- [39] Y.R.Shen, *The principles of non linear optics*, Wiley and sons, 1994.